



TITLE:

電離層嵐の研究(Dissertation_全文
)

AUTHOR(S):

羽倉, 幸雄

CITATION:

羽倉, 幸雄. 電離層嵐の研究. 京都大学, 1961, 工学博士

ISSUE DATE:

1961-05-18

URL:

<https://doi.org/10.14989/161926>

RIGHT:

3

電 離 層 嵐 の 研 究

電 波 研 究 所

羽 倉 幸 雄

系

電 離 層 嵐 の 研 究

電 波 研 究 所

羽 倉 幸 雄

1 9 6 0 年

DOC
1960
3
電気系

目 次

第 I 章 序 論	1
第 II 章 地球嵐に關与する太陽爆發現象	5
2.1 Sun-earth relationship 概観	
2.2 太陽電波アウトバーストの電力 スペクトラムの型と地球嵐の關係	
2.2.1 太陽電波のアウトバーストの三つの代表的な電力スペクトラム型	
2.2.2 アウトバーストのスペクトラム型の諸性質に關する統計的検討	
2.3 type IV のアウトバーストを伴う太陽爆發	
2.3.1 type IV のアウトバーストの特性	
2.3.2 type IV のアウトバーストと Sc 型 地磁氣嵐	
2.4 第 II 章のとりまとめ	
第 III 章 S I D (Sudden Ionospheric Disturbance)	18
3.1 種々の S I D	
3.2 S W F の型と太陽の過剰輻射線強度の時間的变化	
3.3 S I D の汎世界的分布	
3.3.1 fmin に關する理論的考察	
3.3.2 S I D の汎世界的分布	
3.4 第 III 章のとりまとめ	
第 IV 章 太陽微粒子による極冠帯電離層の異常電離	32
4.1 太陽微粒子と極域ブラックアウト	
4.2 極域ブラックアウトの發達過程	
4.2.1 極域ブラックアウトの汎世界的变化	
4.2.2 極冠帯ブラックアウトと極光帯ブラックアウト	
4.3 極冠帯ブラックアウトの諸特性	
4.3.1 極冠帯ブラックアウトと Type IV のアウトバースト	
4.3.2 極冠帯異常電離を起こす太陽微粒子	
4.3.3 極冠帯ブラックアウトの生起時間	
4.4 第 IV 章のとりまとめ	

第V章 地球に侵入する太陽微粒子に対する地磁気嵐効果 53

5.1 極域電離層異常電離の南限界

5.2 歪曲地球磁場における荷電粒子の運動

5.3 侵入微粒子に対する地磁気嵐効果

5.3.1 極域異常電離を起こす太陽微粒子に対する効果

5.3.2 地磁気嵐主相に於ける宇宙線強度の世界的異常上昇

5.4 第V章のとりまとめ

第VI章 荷電微粒子雲の本性と地球嵐 68

6.1 荷電微粒子雲の生起する地球嵐

6.1.1 High energy 型及びLow energy 型の荷電微粒子雲と地球嵐

6.1.2 荷電微粒子雲と地球嵐のモデル

6.2 太陽微粒子のエネルギースペクトラム

6.3 第VI章のとりまとめ

第VII章 電波警報への応用 82

7.1 短波通信擾乱と警報

7.2 太陽活動度の11年周期と通信擾乱

7.2.1 太陽活動度と地球嵐

7.2.2 回帰性地磁気嵐と通信擾乱

7.2.3 太陽活動度極大期の通信擾乱

7.3 SWFの諸性質

7.4 地磁気嵐に伴う通信擾乱

7.4.1 電離層嵐の発達過程

7.4.2 電離層嵐と通信擾乱

7.5 電波警報の方法

7.6 第VII章のとりまとめ

第VIII章 本研究の成果の概要 102

謝 辞 105

参考文献 106

付 録 I G Y に起つた顕著な太陽爆発及び地球嵐一覧表 114~

第 I 章 序 論

I G Y を契機として、地球をとり囲む高層大気の研究は飛躍的な進歩を遂げ、科学的研究の対象は遠く惑星間空間、或いは更に太陽大気の物理に迄延長された。然しながら、これ等の輝かしい発展はここ数十年來絶え間なく続けられて來た電離層の研究を基礎としてはじめて為し得たものである。電離層は A. E. Kennelly 及び O. Heaviside (1902) によつてその存在が予言され、E. V. Appleton 等 (1925) が電波を用いて実証したものであるが、既にその汎世界的な観測網は確立され、現在南北極から赤道地帯に至る広範な地域に散在する百数十余の電離層観測所が常時観測を実施している。一方我が国の現況を省みると難波、前田、上田等の諸先輩によつて育てられた種子は既に成長して百花^線終乱、数々の研究成果によつて今や世界の電離層型究陣をリードしつつある。

扱^石電離層は地上数百キロに拡がるプラズマの層であり、電波はこの層によつて反射されて遙か遠方に迄到達することが出来る。この性質を利用したものが遠距離短波通信である。遠距離短波通信は国際間の耳目を司どる重要な機能であり、その安定な保守には各国とも大いにその意を尽している処である。然るに短波通信は常に安定に行なわれるものではない。突然訪れる電離層嵐のために国際間の連絡が数日に亘つて杜絶えることが屢々ある。国際通信の当面する最大の問題はこの通信擾乱への対策である。電波研究所に於ては夙にこの問題が取上げられ、1948年8月には電波警報業務が発足し、通信擾乱の警告とそれに関する研究が行なわれることになった。爾來11年塚田、尾上、大林、新野等の諸研究によつて警報業務の内容は著しく向上した。筆者も1955年以降平磯電波観測所に於いて直接警報業務に従事する機会を得て、その的中率向上研究の一翼に加わることが出来た。

云う迄もなく通信擾乱従つて電離層嵐は太陽大気の擾乱に帰因する。殊に太陽活動度極大期に起こる太陽爆発はS I D、ブラックアウト、F2層嵐等の電離層嵐のみならず、地磁気嵐、オーロラ、宇宙線嵐等一連の地球嵐を生起することが知られている。これ等諸擾乱の研究の歴史は古く、或るものは既にその形態学が完成している。然し乍ら從來これ等の諸擾乱は全く個別に研究されていたために、統一的な地球嵐として太陽爆発に結びつけることは困難であつた。処が実は地球嵐自体、H α -線によつて観測されるフレアー、太陽電波のアウトバーストと同様、爆発に際して放出される過剰エネルギーがさまざまな形で出現したものに過ぎない。即ち地球は太陽の広範な輻射エネルギーの検波器である。従つて地球嵐を詳細に検討することによつて太陽爆発の機構が解明され、その結果は逆に地球嵐としての通信擾乱の予報に利用出来るであらう。或いは

電離層嵐の形態学を確立する思想的根拠を与えるであろう。筆者はこの点に着眼し、ここ数年来太陽爆発と地球嵐の関係を総合的視界に於て研究して来た。特に近年エレクトロニツクスの発達に伴つて可能になつた電波観測による太陽爆発機構の解明、及び電離層観測資料による汎世界的な電離層嵐の研究に意を用いた結果、type IV のアウトバーストの重要性の認識、極冠帯ブラックアウトの発見等によつて電波警報の新生面を拓くことが出来た。更に太陽微粒子の本性を解明し、電離層嵐をも含む地球嵐の統一的なモデルを構成することによつて、今や脚光を浴びつつある astro-geophysics の分野にも多大の貢献を為し得たものである。勿論、この研究は決して完成したものではなく、人工衛星、月ロケット等によつて超高層大気或いは太陽大気の新知識が次々にもたらされている現状から考えても、ようやくその端緒に就いたばかりである。然し乍ら、太陽爆発と地球嵐の諸問題は、現在世人の最も関心を寄せる処であり、関係方面からの要望もあるので、現在迄得られた結果をもとにしてここに本報告を取纏めるに至つたものである。

本論文は第Ⅱ章に於て先ず太陽爆発が地球嵐を生起し得る条件を論ずる。従来 $H\alpha$ -線による光学的観測では如何なる爆発が地球嵐を起こすかは不明であつた。従つて特に太陽電波のアウトバーストの研究に意を用い、そのスペクトラム特性、輻射機構の検討を行い、如何なるアウトバーストを伴うフレアーが地球嵐を生起するかを考察した。この章の定性的並びに統計的結論は電波警報発令に数量的根拠を与えるのみならず、後章で地球嵐のモデルを構成する時の基盤となるものである。

太陽爆発は広大な領域に亘つてさまざまな過剰エネルギー輻射を行うが、その X 線領域及び微粒子群が電離層嵐を生起する。前者は日射半球の下部電離層を異常電離して S I D を起こし、後者は極域ブラックアウト、F 2 層嵐等、地磁気嵐に伴う一連の電離層嵐を生起する。第Ⅲ章に於ては先づ S I D に関する諸問題を取上げる。即ち長波、中波、短波、超短波及び地磁気変化によつて測定した S I D 資料を用いてその周波数特性、時間的変化を検討すると共に、電離層観測の f_{min} 資料を用いて S I D の汎世界的分布を求める。

次に、地磁気嵐に伴う電離層嵐の中、F 2 層嵐に就ては Appleton, Martyn 及び我が国の研究者によつて、その汎世界的様相は既に明らかにされている。然し乍ら太陽微粒子群の地球大気への侵入の模様をより直接的に物語るものは、それ等が極域下部電離層を異常電離することによつて起る短波のブラックアウト現象である。更にこの異常電離領域を極磁気嵐発達に關与するダイナモ電流が流れると考えられるので、その発達過程を求めることは極域擾乱の研究にとつても極めて重要である。第Ⅳ章では f_{min} 資料を用いて汎世界的に極域ブラックアウト発達過

程の解析を行い、極域電離層の異常電離には、地磁気嵐を遙かに先行して極冠帯で起る「極冠帯ブラックアウト」と、地磁気嵐の主相に於てオーロラ、極磁気嵐と関係して極光帯で起る「極光帯ブラックアウト」の二種類の型が存在することを導く。従来ブラックアウトは地磁気嵐の生起後に起るものと考えられていた。従つて地磁気嵐を遙かに先行して起る極冠帯ブラックアウトの発見は警報的中率を飛躍的に上昇せしめると同時に、太陽微粒子に関する従来の知識に変革を要求するものである。

この章では更に極冠帯ブラックアウトを主題として、IGY資料を用いた統計的検討を行い、それがtype IV のアウトバーストを伴うフレアーの平均9時間後、地磁気緯度 $60^{\circ} \sim 65^{\circ}$ 以上の極冠帯で発生し、SC型地磁気嵐を約28時間先行する現象であり、且つ著しい日変化を有することを導く。又気球、ロケット及び人工衛星等の観測結果と併せて考えて、それがフラックス $10^2/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ 、エネルギー $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の高エネルギー陽子群によつて生起していることを推定する。これは従来地磁気嵐或いはオーロラの理論で考えられた微粒子群とは全く別種のものである。このような高エネルギー太陽微粒子を生成する一つの可能性として、Fermi加速がある。type IV のアウトバーストは太陽から放出された荷電粒子雲中で生成された相対論的速度を持った電子群が、雲中に凍結された磁場に捕捉されて発生するシンクロトロン輻射である。その磁場に乱れが存在するなら、そこにFermi加速が行われ、 $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の高エネルギー陽子が生成され、それによつて極冠帯でブラックアウトが生起されるものと考えられる。そして若し加速が極めて有効に行われる場合には数 10 BeV にも及ぶ高エネルギー粒子が生成されて、過去数回観測されたような宇宙線の異常上昇を起すであろう。

次に極光帯ブラックアウトは地磁気嵐の主相に於て展開する。その領域は主として午前側にスパイラルを画いて極光帯或いはそれ以下に南下する。その最も大きな特徴は南限界がDst 磁場に比例して変化することである。この事実を説明するために第V章では太陽微粒子に対する地磁気変化のmodulation 効果を考える。大林によれば、地球磁場はそれが惑星間ガスの侵入を妨げることによつて一種の空洞を形成している。磁気嵐を惹起する荷電粒子雲が到来するとその空洞は圧縮されて地球半径の数倍の処迄近づき、地球磁場は著しい歪曲を受けることになる。このような外気圏のモデルを設定して、変形されたStörmer の方程式を解き、侵入荷電粒子に対するcut-off rigidityを求めることにより、極域ブラックアウトの南限界の推移を説明するのが本章の主眼点である。

以上電離層嵐の発達過程を太陽電波のアウトバースト、地磁気嵐等と関連して論ずることにより、太陽爆発の輻射のエネルギーとそれが如何にしてこれ等諸擾乱を生起するかが明かになった。

この他宇宙線強度の Forbusch 減少、磁気嵐の主相に於ける汎世界的異常上昇等も考慮して第Ⅵ章では凡ての地球嵐を統一的に説明する solar-terrestrial disturbance のモデルを構成することを試みる。そしてそれ等の諸擾乱を生起する微粒子群のエネルギー・スペクトラムを求めることによつて、太陽爆発の放出する荷電微粒子雲の本性に肉迫しようとするのが本章の目的である。

最後に第Ⅶ章では、先章で取扱われた太陽爆発と地球嵐の諸問題を通信擾乱の予報、警報に適用すると共に、先章で取扱い得なかつた点を補足充実することを試みる。従つて太陽活動度下降期の擾乱についても言及すると同時に、SWF、F₂層嵐に関する統計解析を行い、その結果が実用回線の保守設計に如何に適用出来るかを述べる。そして又平磯に於て行われている電波警報業務の内容についても説明を加える。

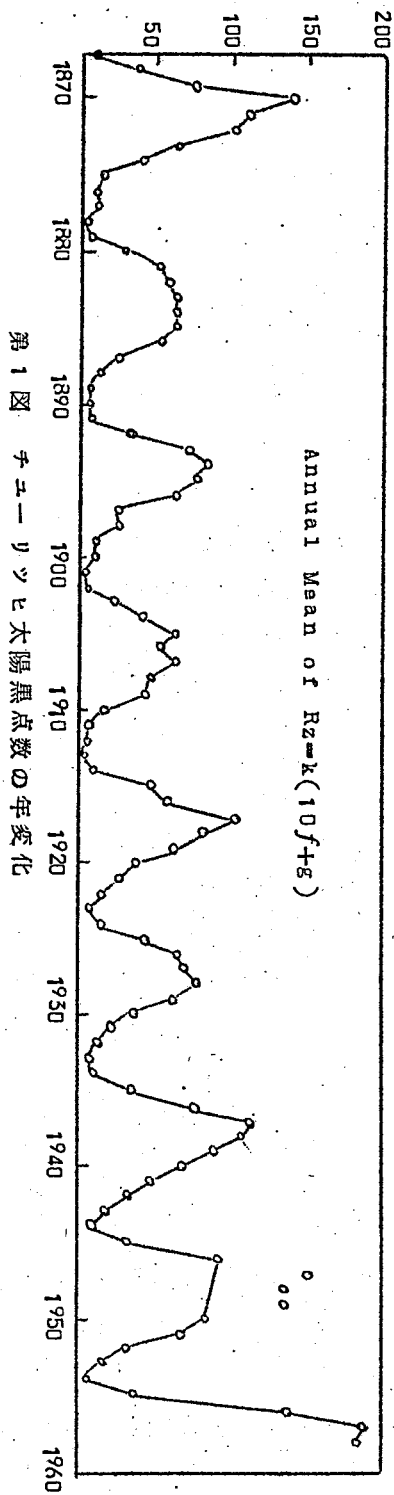
第Ⅱ章 地球嵐に關与する太陽爆發現象

2.1 Sun-earth relationship 概観

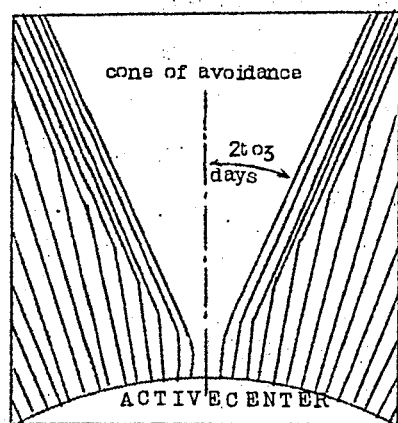
太陽黒点の出現によつて代表される太陽活動度は約11年の概週期函数として消長する(第1図)。それに従つて地球嵐(earth storm)の生起の仕方も変化するが、その原因は結局二つの異質な太陽面現象に要約される。その一つは太陽のM-領域(M-region)である。太陽活動度の下降期から極小期にかけて地磁氣の擾亂が太陽の自轉周期に當る約27日の回歸性をもつて出現することがしばしばある。Bartels(1932)^(2.1)は太陽面の或る部分から絶えず荷電微粒子群が流出しており、その流れが27日毎に地球を掃引するために地磁氣嵐が起ると考えその領域をM-領域と名付けた。回歸性地磁氣嵐と太陽面諸現象に關するShapley(1946)^(2.2)、島崎(1954)^(2.3)、新野(1956)^(2.4)等の統計的研究、及びBabcock父子(1955)^(2.5)の太陽面磁場の測定結果から推してM-領域は太陽黒点の存在しない単極性磁場領域(U-M-region)に相當するらしい。第2図に示すように双極性磁場を持つた活潑な黒点領域ではその磁場のため荷電微粒子の流出が抑圧されるのに対し、単極性磁場領域では、その磁場に沿つて流出する荷電微粒子群が地球近傍に到達し、それによつて磁氣嵐が生起するものと考えられる。黒点下降期に見られる安定なコロナ流線(coronal stream)はこの荷電粒子流そのものであるかも知れない(第3図)。

さて今一つの太陽面現象はCarrington(1859)^(2.6)によつて白色光で発見された太陽爆發現象(solar eruption)である。太陽活動度極大期に、水素のH α -線等で太陽面を観測していると、活潑な黒点群の中性点付近の彩層(chromosphere)の一部が突然明るさを増し、その状態が数分乃至数時間続くことがしばしばある。その一例を第4図に示す。これは1946年7月25日17時にMeudon天文台で観測されたもので双極性黒点にまたがつて著しい擾亂が起つているのが見られる。フレアー(solar flare)と呼ばれるこの現象ではそのスペクトル線に現われた特徴から、そこでは電子温度が平常の数倍の高温に達していることが判明している。この擾亂は時としてコロナ領域(coronal region)に及び、X線から電波領域を含む広い帯域巾の電磁波輻射の急増をきたすと共にさまざまな速度を持つた荷電粒子群を外周コロナから惑星間空間へ向けて噴出し、それ等が一連の地球嵐を生起するものと考えられる。

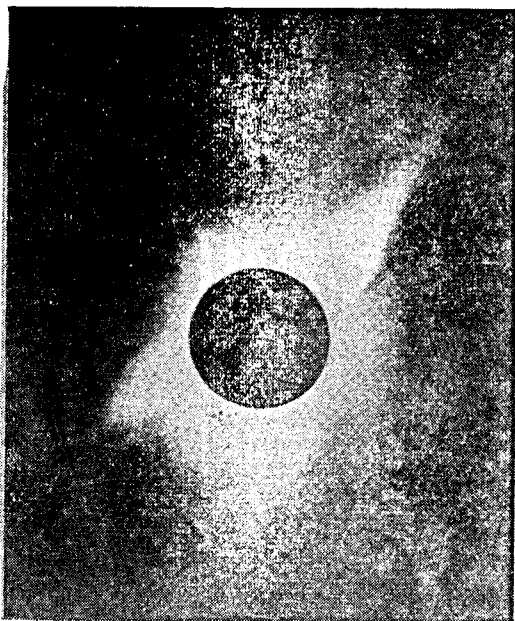
太陽爆發の地球上層大氣への影響を最初に捉えたのはDellinger(1935)^(2.7)である。彼は国際短波回線にしばしば現われる突発的な電波消失現象(SWF)が、太陽面に於けるフレ



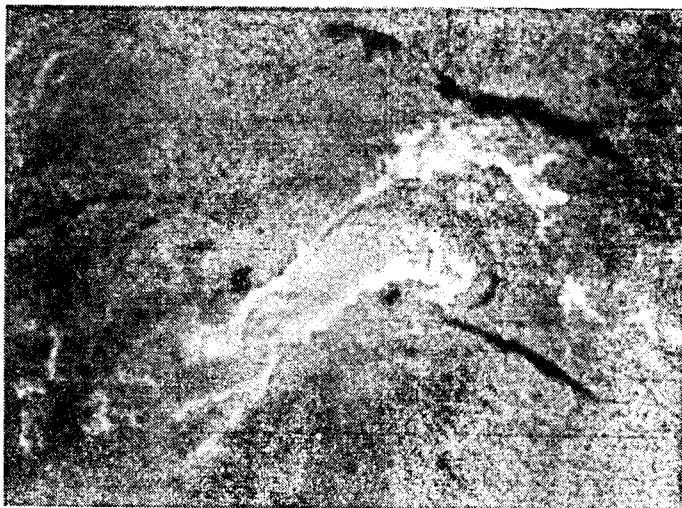
アーの観測と同時に起ることを発見した。これは太陽爆発に際して放出されるUV線が地球のD, E領域電離層の電離を急増するため起ると考えられる。又一方Newton (1943)⁽²⁸⁾ は太陽活動度極大期に起るSc型地磁気嵐 (Sc-type geomagnetic storm) がフレアーと対応がよいことを示し、フレアーに際して突発的に荷電粒子雲の放出が行われ、それが地磁気嵐を惹起する可能性を立証した。然し乍ら、ひんぱんに起るフレアーに比べて、地磁気嵐の生起頻度が極めて少ないことから、当然フレアーが地磁気嵐を生起する条件が問題になる。その条件としてはフレアーの太陽面に於ける位置、及び太陽爆発自体の特殊性が考えられる。



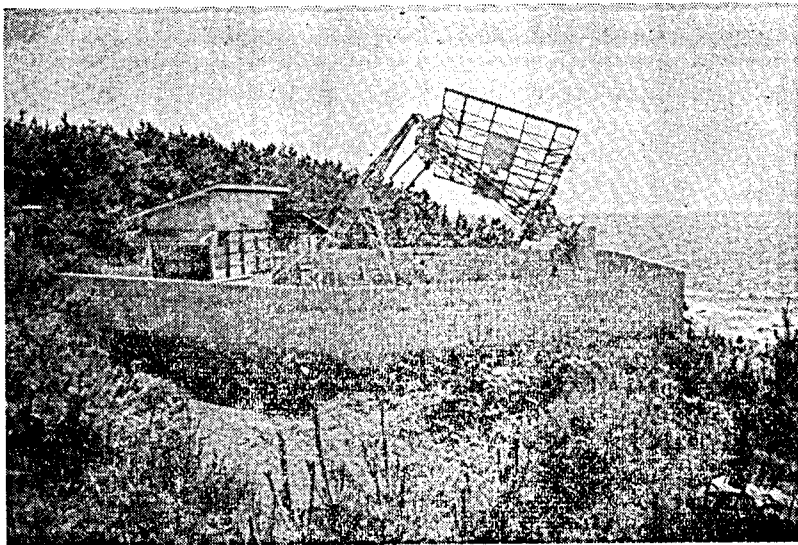
第2図 活発な黒点付近における太陽の定常微粒子輻射の模型図。活動領域の上方は強い黒点磁場のためにSolar windの流出が阻止されている (Pecker 及び Roberts による)。



第3図 太陽活動度下降期の太陽コロナ，1952年2月25日撮影
(Kuiper, "The Sun" より)



第4図 1946年7月25日17時32分に観測された巨大な
H α フレア-の一例



第5図 平磯電波観測所の電波望遠鏡（観測周波数 200 Mc/s ）

羽倉 (1958)⁽²⁹⁾ は前者について統計的検討を行い、フレアーの地磁気嵐生起確率は太陽面 C O Z (Central Circle Zone) に於いて高いがその最高は中央子午線よりかなり西側に寄っていることを示した。

一方地球嵐に関与するフレアーの特殊性の求明に新しい手段を提供したものは、近年急速に発達した電波望遠鏡による太陽爆発の観測技術である。Hey 達 (1942) がレーダーによつて始めて noise storm をキャッチして以来、Ryle (1948) の干渉法観測 (Interferometry observation)、Wild 等 (1950, 1954)^(210, 11) の動的スペクトラム観測 (dynamic spectrum observation) 等太陽電波の観測は極めて多角的に行われるようになった。H α 一線による観測では彩層付近の変化しか見ることが出来なかつたが、電波観測ではフレアーに関連して発生する擾乱が刻々と太陽の上層大気を伝播して行く様子さえも捉え得る可能性がある。フレアーに際して輻射される電波の異常増加をアウトバースト (outburst) と呼ぶが、それは爆発に際して行われる光子及び微粒子輻射に関する極めて豊富な情報源であると考えられる。

平磁電波観測所に於ては1954年8月以降200 Mc/s の電波強度測定を行つており、その間数多くの特筆すべきアウトバーストを測定することが出来た。以下これ等の資料を用いて、地球嵐に関与する太陽爆発の特殊性の検討を試みる。猶太陽電波強度観測装置の概要は次の通りである。

太陽電波観測機

受信機

スーパーヘテロダイン式

受信周波数: 200 Mc \pm 100 Kc

ノイズフィギュア: 5

アンテナ

4 \times 6 エレメント、ブロードサイドアレー

(第5図)

赤道儀式・自働追尾式

実効利得: 13 db

2.2 太陽電波アウトバーストの電力スペクトラムの型と地球嵐の関係*

- * (212) Y. Hakura, On the Power Spectrum of Solar Radio Outburst and its Relation to SWF (Dellinger phenomenon) and Geomagnetic Storm, J. Radio Res. Lab., vol. 5, No. 22 (1958)
- * (213) K. Sinno and Y. Hakura, On the Relation of Solar Eruptions to Geomagnetic and Ionospheric Disturbances. I. II., Rep. Ionos. Res. Japan, vol. 12, No. 3 (1958)

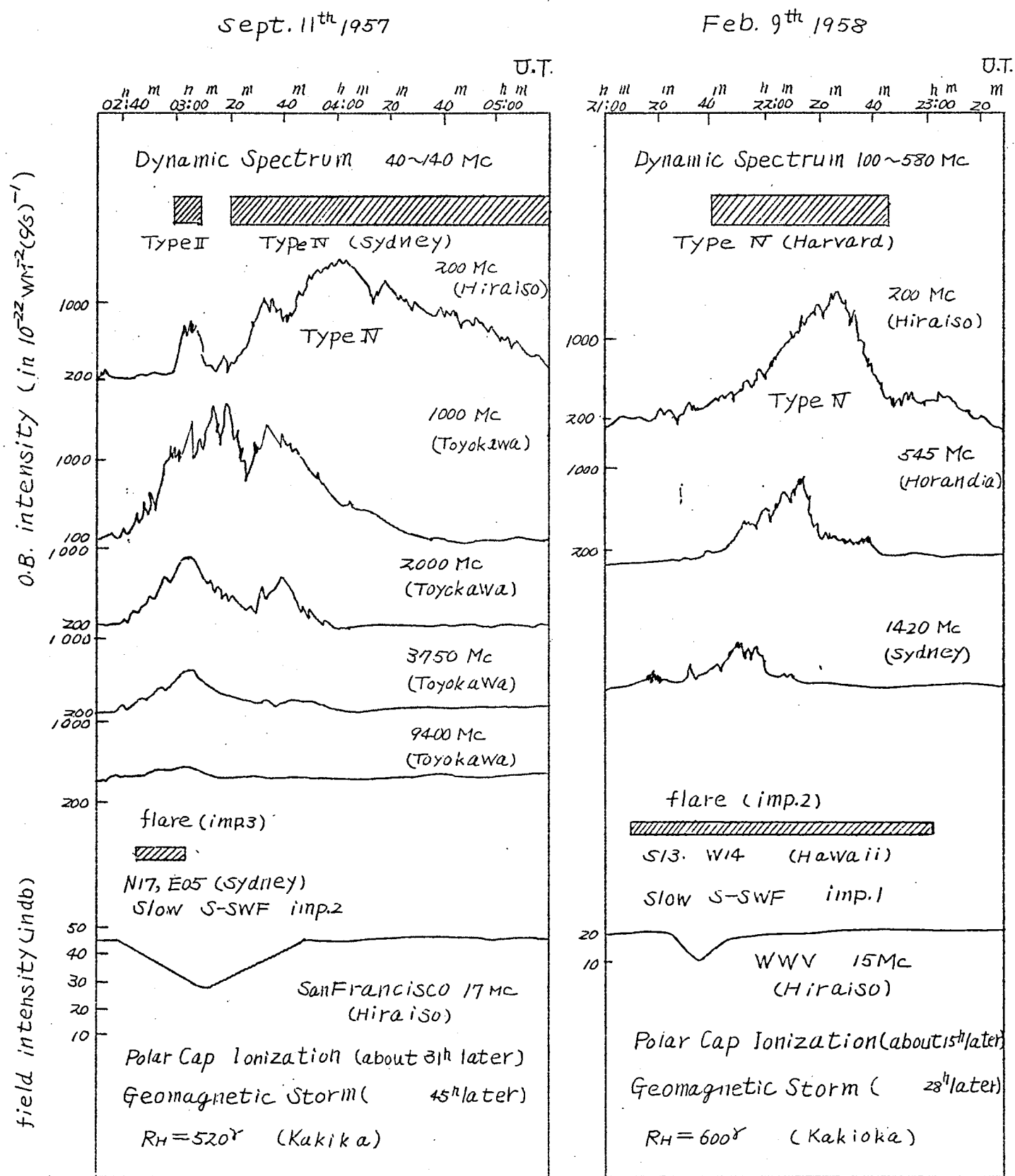
普通大きな太陽爆発が起れば、短波通信は直ちにSWF (short wave fadeout) に見舞われ、その1~2日後にはSc型地磁気擾乱が起ると云われている。これは爆発に際して広範囲にわたる光子及び微粒子輻射が行なわれ、UV線ないしはX線が先づ地球のD層の電離を増大してSWFを起こし、次に数千 $\frac{km}{s}$ の速度で飛来する微粒子群が地球周辺に到達する時その影響で地磁気嵐が惹起するものと考えられている。然し乍ら太陽爆発が起れば必ずSWFが起り、かつ又地磁気嵐が発生するというものではない。新野(1958)^(2,14)によれば1958年2月11日に起こった巨大な磁気嵐は、2月9日21時15分(U.T.)の太陽爆発によつて起こつたものではあるがこの大爆発の際短波通信の蒙つたSWFは極めて軽微であつた。逆に1956年12月太陽面では相次いで大きな爆発が観測され、それと同時に烈しいSWFが極めて頻繁に起こつたけれどもその間我々は一度も地磁気擾乱を経験しなかつた。一体如何なる性質を持つたフレアーがSWFを生起し、あるいは地磁気嵐を生起するであろうか。このフレアーの特殊性をそれに伴うアウトバーストの電力スペクトラムに求めて見よう。

2.2.1 太陽電波アウトバーストの三つの代表的な電力スペクトラム型

第6・7・8図は三つの異つた傾向のスペクトラムを持つたアウトバーストの例である。周波数の低いものから順に200 Mc/s, (545 Mc/s) 1000 Mc/s, (1420 Mc/s) 2000 Mc/s, 3750 Mc/s, 9400 Mc/sと並べてあり、同時に観測されたフレアー、SWF、及びその爆発の微粒子放射によつて生起したと考えられる宇宙線の異常上昇、極域電離層の異常電離、及び地磁気嵐に関する情報も併せ示してある。

第6図(a)(b)の二例はアウトバーストが低い周波数程卓越している場合である。この種のアウトバーストを伴う爆発は一般に顕著なSIDを起さない。然し爆発後1~2日後に地磁気嵐が発生する可能性が極めて強い。事実ここに示した1957年9月11日及び1958年2月9日の二例は重要度2及び1の緩やかなSWF (Slow S-SWF) しか起さなかつたが、それぞれの46, 28時間後に巨大な地磁気擾乱が惹起している。このようなアウトバーストのスペクトルを地磁気嵐型 (Magnetic storm type) と呼ぶことにする。なおこの場合地磁気嵐の生起に先行して、高速太陽微粒子流が極冠帯電離層に侵入し、極冠帯ブラックアウトを生起していることは注意すべきである。この点については後章で詳しく検討する。

反対に高い周波数ほど輻射電力の大きなアウトバーストを第7図(a)(b)に示す。1957年10月16日及び1957年8月9日の場合いずれも重要度3の烈しいSWF (S-SWF) が

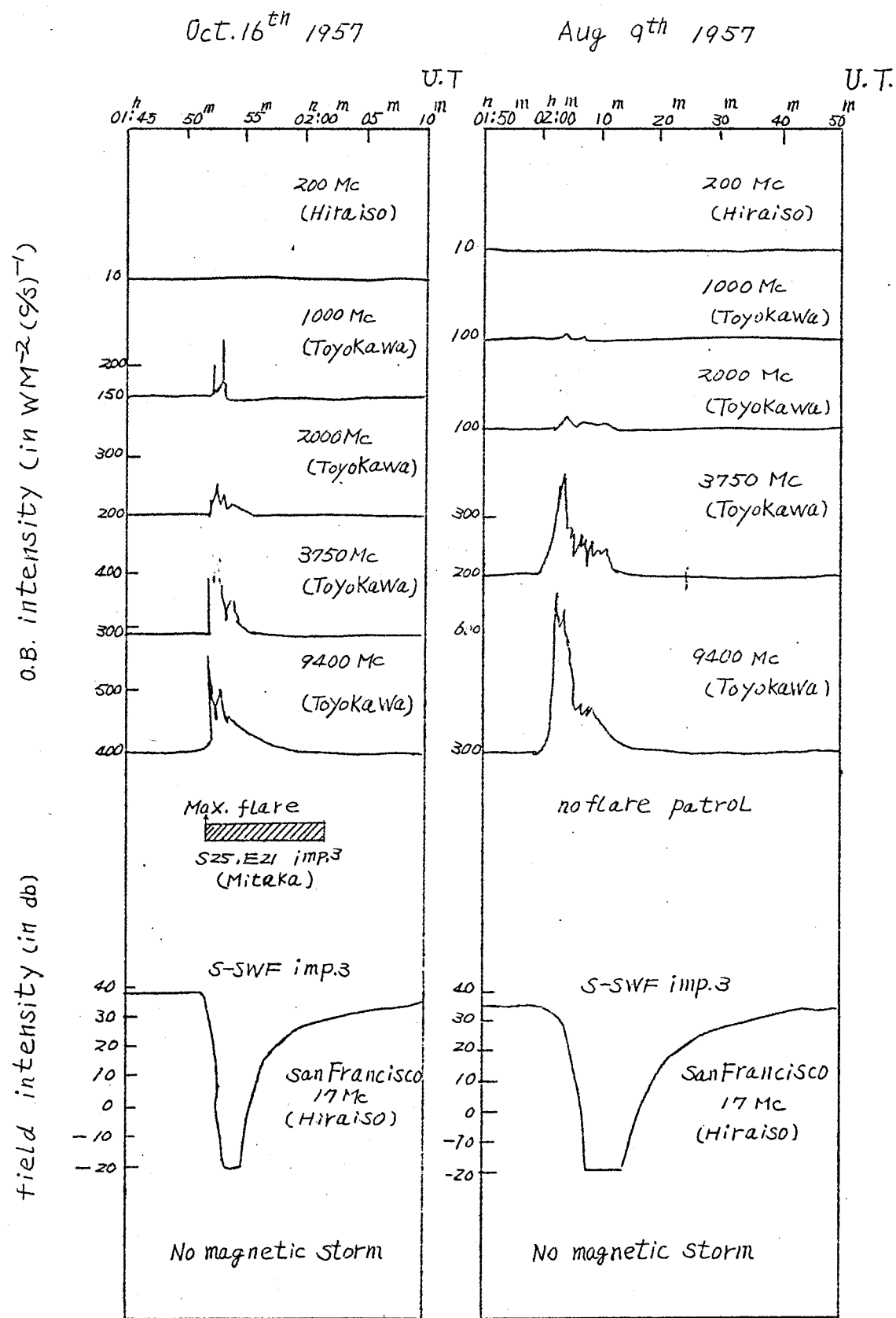


第6図 Magnetic storm type のスペクトラムを持ったアウトバーストとそれに関連するフレア、SWF、地磁気嵐及び極冠帯異常電離

(A) 1957年9月11日のアウトバースト

(B) 1958年2月9日のアウトバースト

何れも VHF 帯の第2部分は type IV である。



第7図 SWF typeのスペクトラムを持ったアウトバーストそれに関連するフレアー、SWF、地磁気嵐

(a) 1957年10月16日のアウトバースト

(b) 1957年8月9日のアウトバースト

突然サンフランシスコ回線の短波通信を襲ったが、この爆発によつてはついに地磁気嵐は起らなかった。これはSWF型 (SWF type) のスペクトルである。

最後に第8図 (a) (b) は全周波数帯に亘つて大きな電力を持ったアウトバーストの二例である。これは前述二つの型の性質を兼備している。即ち1956年2月23日及び1959年7月14日の二例では先づ重要度3+ のS-SWFが短波回線を襲い、しかもそれから48時間及び28時間後に大きな地磁気擾乱が生起している。このようにマイクロ波からメートル波に亘る広い周波数範囲において、大きなパワーを持ったアウトバーストを伴う爆発はSWFをも地磁気嵐をも起す場合が多いので前二者の性質を兼備した型 (Combining type) であると云える。なお2月23日の場合は爆発の約15分後から数10 Bev に及ぶ太陽宇宙線の異常上昇が見られた。又Brown等 (1959)⁽⁹¹⁵⁾によれば7月14日、フレアーの約3時間後には極域電離層に太陽微粒子が侵入し、アラスカであげられた観測用気球は500 MeV 陽子と推定される軟成分の太陽宇宙線を捉えた。

2.2.2 アウトバーストのスペクトラム型の諸性質に関する統計的検討

前項ではフレアーに伴うアウトバーストの三つの代表的なスペクトラムの型を挙げ、それ等の性質をSWF、地磁気嵐の生起に関連して述べた。本項ではこのような定性的考察を統計的に証明することを試みる。問題を簡単にするためにある周波数に対するtotal energyが1000単位以上の比較的大きなアウトバーストだけを採用する。

但しその単位は

$$(\text{total energy}) = (\text{smoothed intensity in } 10^{-22} \text{ W.M}^{-2} (\frac{\text{c}}{\text{s}})^{-1}) \times (\text{Duration in minutes})$$

で定義する。1955年から1957年の三年間に平磯電波観測所 (200 Mc/s) 及び名古屋大学豊川空電研究所 (3750 Mc/s) で観測されたアウトバーストの中何れかの周波数でtotal energyが1000単位を超えるものが97個あつた。

即ち

$$P_{200} \text{ or } P_{3750} \geq 1000 \text{ units}$$

それ等を第1表の規準で三つの型に分類する。

第 1 表

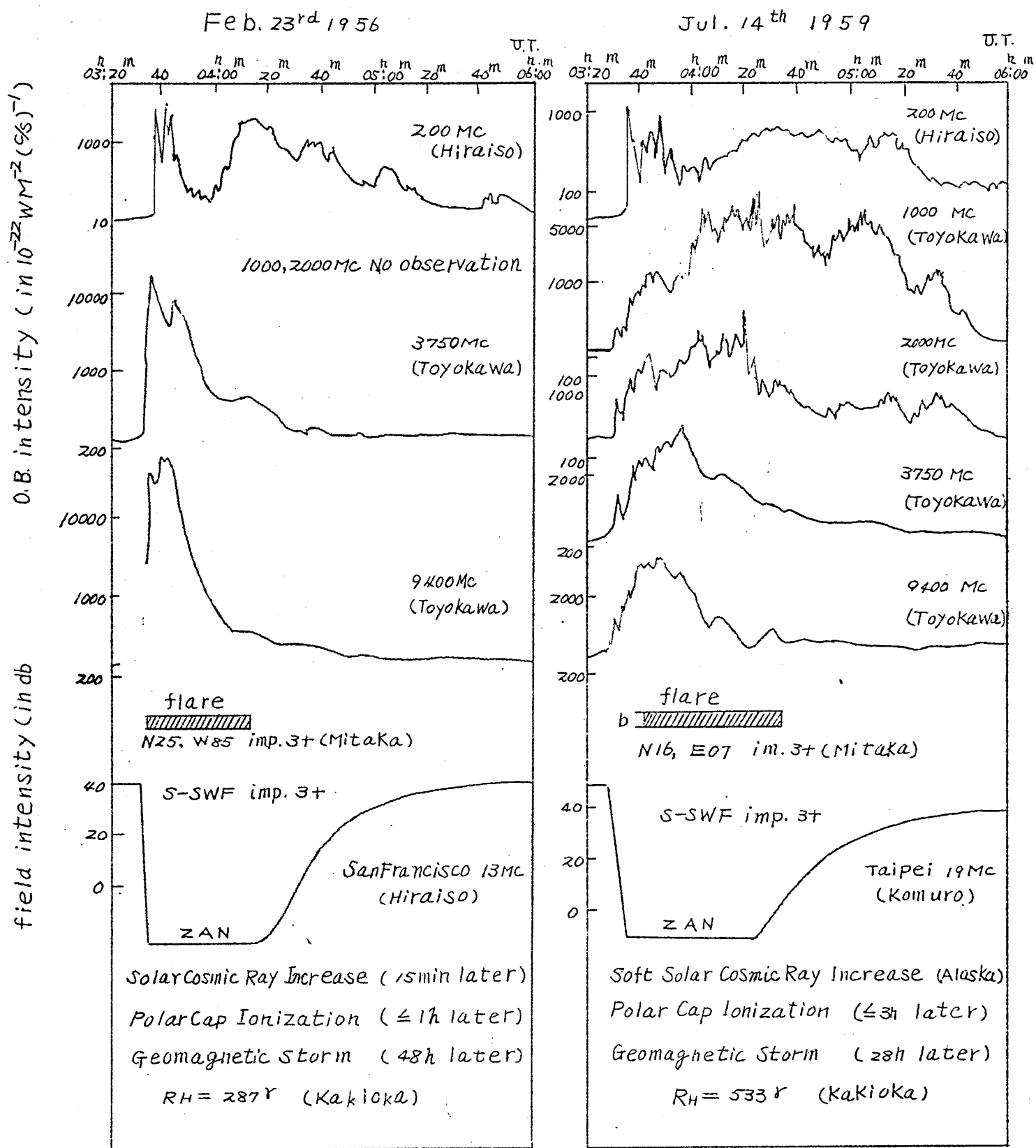
Energy ratio = $\frac{P_{200}}{P_{3750}}$	Type	Number
E. R. >10	Magnetic storm type	22
E. R. $<\frac{1}{10}$	SWF type	53
$10 \geq E. R. \geq \frac{1}{10}$	Combining type	22

そしてそれぞれの型がSWF及び地磁気嵐とどの程度関係するかを調べた結果が第9図にまとめられている。

第一行(A)にはそれぞれの型の持つスペクトラムの傾向が示してある。第二行(B)にはそれぞれのスペクトラムを持つアウトバーストが何パーセントSWFと対応したか(P_B)及びその平均重要度(Imp)はいくらかを四角形の各稜で示してある。又爆発が地磁気活動度或いは短波電播状態に及ぼす影響を第三行(C)に図示してある。地磁気活動度の尺度としては、柿岡地磁気観測所(36°2'N, 140°2'E)のK-インデックスの一日和: Σka を採用し、アウトバーストを0日として重畳平均した値: \bar{Ka} を-3日から+8日迄プロットしてある。細線の \bar{C}_p は、平磯の極回線伝播指数(WWV10, 15, 20Mc): C_p の重畳平均値である。但し C_p は1=excellent, 2=good, 3=fair, 4=poor, 5=very poorの5段階で表現してある。

第一列はMagnetic storm typeのスペクトラムの場合である。この時SWFの発生確率は僅か36%であり、その平均重要度も1.1に過ぎない。然し \bar{Ka} 及び \bar{C}_p は約2日後に急峻な上昇を示し、この型の爆発が地磁気嵐を生起し易いことを示している。第二列はSWF typeのスペクトラムで、この種の爆発は98%SWFを生起し、然もその重要度は平均して2.4である。 \bar{Ka} 、 \bar{C}_p が0日の前後で変化しないことはこの種のアウトバーストを伴った爆発が地磁気嵐を起す可能性が少ないことを示している。最後に第三例は全周波数帯に亘って大きなアウトバーストが観測された場合である。このような爆発は95%SWFに対応し、又 \bar{Ka} 、 \bar{C}_p がアウトバーストの2日後から急激に上昇しているから地磁気嵐及び短波伝播擾乱をも極めて起し易いことが判る。

以上定性的並びに定量的根拠から、マイクロ波のアウトバーストはSID従つて太陽爆発のUV線ないしX線輻射と、又メートル波のアウトバーストは地磁気嵐を生起する太陽の微粒子放射と関係があると考えられる。



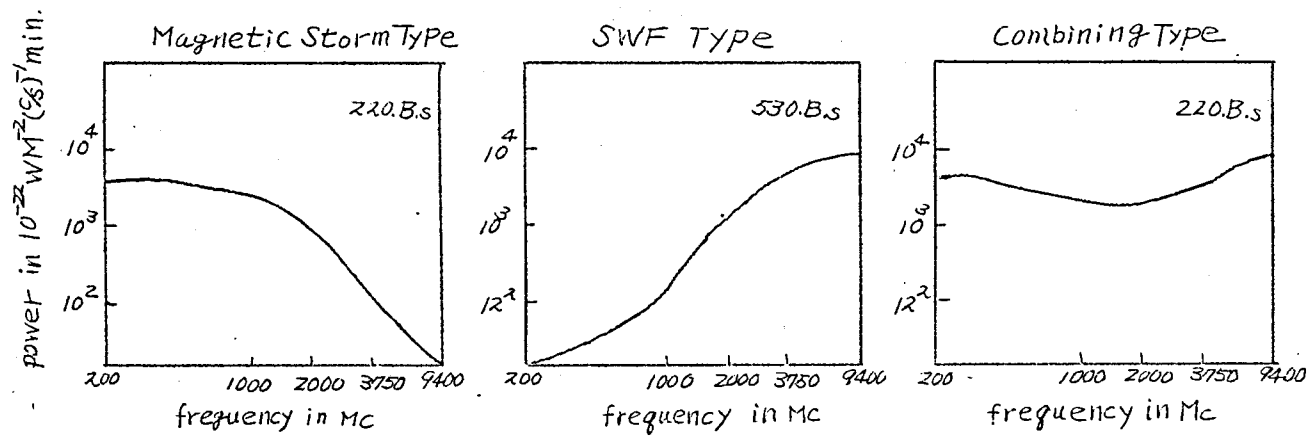
第8図 Combining typeのスペクトラムを持ったアウトバーストとそれに関連するフレアー、SWF、地磁気嵐、極冠帯異常電離、及び宇宙線の異常上昇。

(a) 1956年2月23日のアウトバースト

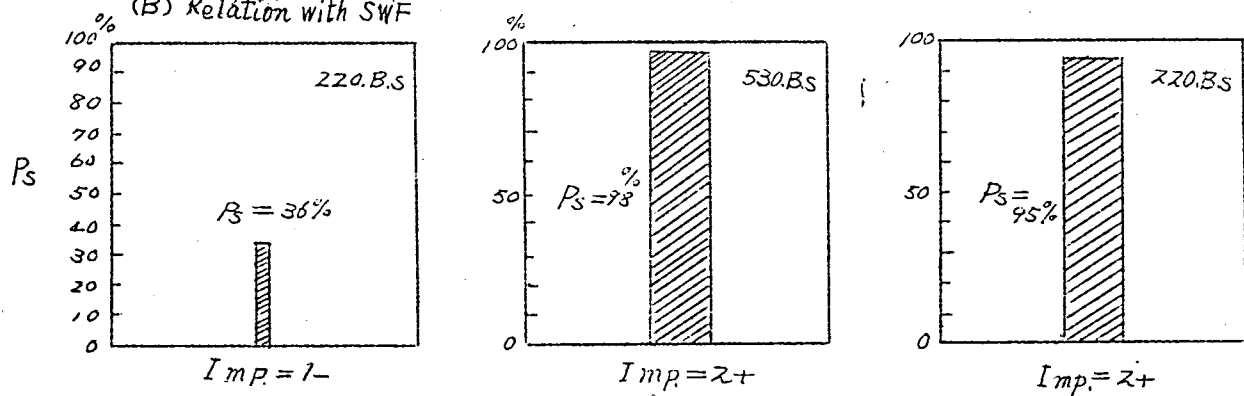
(b) 1959年7月14日のアウトバースト

何れも VHF 帯のオス部分は type IV である。

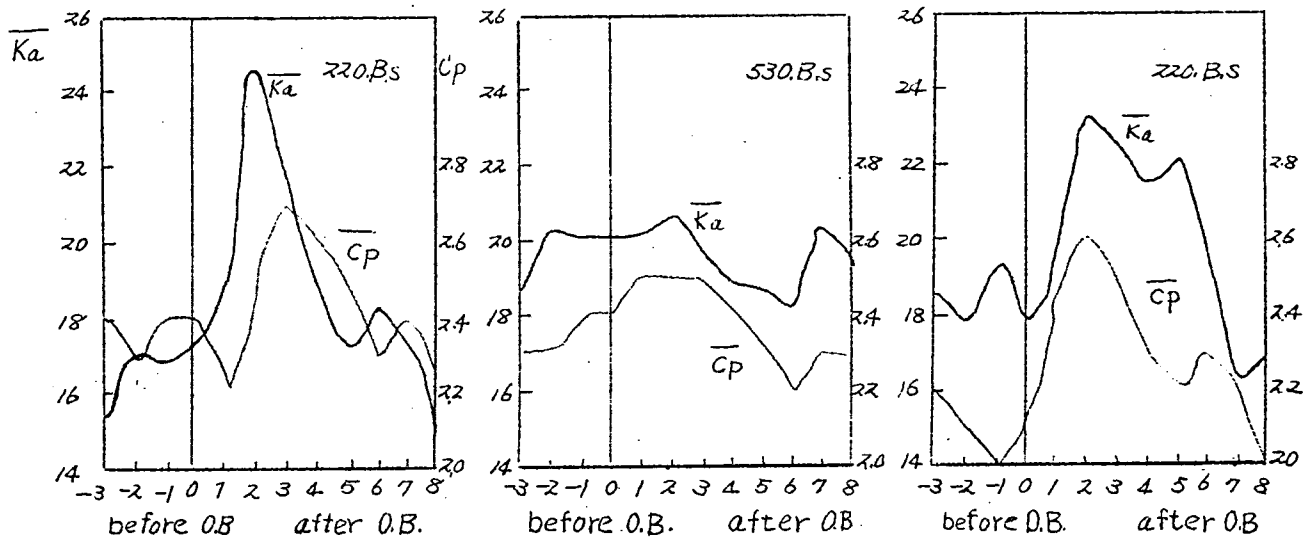
(A) Idealized Examples of 3 Types of power Spectrum



(B) Relation with SWF



(C) Relation with Magnetic Storm (and Radio Propagation disturbance)



第9図 三つのアウトバーストスペクトラムの諸性質に対する統計的検討。97個(1955~1957)のアウトバーストを採用した。

P_s : SWFに対応する確率(%)

Imp : 対応するSWFの平均重要度

Ka : 枠図のK-インデックスの一日和(太線) Cp : 平磯の平均短波伝播特性指数(細線)

SWF を起す輻射線に関して、種々議論はあるが、アメリカ海軍研究所 (NRL) のロケット観測に基づくX線説が極めて有力である。Friedman (1959)^(2.16) に依れば太陽が静かな時D層で $L\alpha$ 線が常時観測されるが、 6 \AA 以下のX線は殆んど存在しない。ところがSWFの起っている時ロケットを揚げると $1\sim 8\text{ \AA}$ のX線が異常に上昇しているのに対し、 $L\alpha$ 線は殆んど変化していない。この事実は、フレアーの際輻射される $L\alpha$ 線をD層の酸化窒素(NO)が選択吸収して起る異常電離がSWFを起すと云う説に対して否定的である。さて黒点の上層には、その近傍のコロナより密度の高い所謂コロナ凝集 (coronal condensation) が存在する。Elwert (1956)^(2.17) はコロナ凝集がフレアーによつて加熱せられ、温度が $10^6\text{ }^\circ\text{K}$ から $10^7\text{ }^\circ\text{K}$ に上昇したとすると、その領域から熱輻射として発生する数 \AA 領域のX線の急増がSWFを充分起し得ると推定している。フレアーの際 5694 \AA のコロナ輝線が現われることはこの仮定の裏付けとなる。

この輝線は Ca X V (電離電圧 814 eV) のスペクトル線であり、このことはフレアーの際にコロナに極めて高温の部分が発生したことを示すからである。又一方高倉 (1959)^(2.18) によればマイクロ波のアウトバーストはコロナ凝集に発生した高速電子が強い黒点磁場に捕捉されて円運動をする時発生するシンクロトロン輻射である。河端 (1959)^(2.19) はマイクロ波のアウトバーストに重畳しているpost increaseがコロナ凝集の熱輻射と考えれば輻射源の電子温度が $2\times 10^7\text{ }^\circ\text{K}$ 位となつて Elwert の推定と一致することを示した。これ等の議論は互に矛盾しない。コロナ凝集に存在する電子のエネルギー分布がフレアーの際大きく変化する。その高速部分はシンクロトロン輻射を発生しマイクロ波のアウトバーストとして観測される。又熱平衡にある部分はその平均温度が通常の $10^6\text{ }^\circ\text{K}$ から $10^7\text{ }^\circ\text{K}$ 或いはそれ以上に上昇したことによつて、数 \AA 領域のX線を熱輻射として放出し、その電離作用によつてSWFを惹起する。

或いはマイクロ波のアウトバーストに重畳するpost increaseとして観測される。このように考えれば前述のマイクロ波のアウトバーストとSWFの関係は納得される。

次にメートル波領域に大きなアウトバーストを伴うフレアーが急始型磁気嵐を惹起する原因について考えて見る。そのためには2.1で例示したアウトバーストを今少し詳しく考察する必要がある。第6図(a)、第8図(a)、(b)の 200 Mc アウトバーストは何れも第1部分と第2部分より成っている。Dodson 等 (1958)^(2.20) はVHF帯のアウトバーストを8つの型に分類しているが、これ等三つの場合はその中で最も顕著なMajor plus型である。1957年9月11日の場合Sydneyで観測された動的スペクトラム($40\sim 140\text{ Mc}$)が併記してあるが、第1部分はtype IIであり、第2部分はtype IVである。他の二例も同様である

と考えられる。又第6図 (b) の場合顕著な第1部分はなく、第2部分が卓越しているが、Harvard 大学で観測された動的スペクトラム ($100 \sim 580 \text{ Mc/s}$) はそれが type IV であることを報告している。これらの例から type IV のアウトバーストが地磁気嵐を生起する微粒子放射と密接な関係にあることが推察される。それゆえ節を改めて type IV のアウトバーストに就て論ずることにする。

2.3 type IV のアウトバーストを伴う太陽爆発

メートル波のアウトバーストはそれを動的スペクトラムで観測する時4つの代表的な型に分類される。それ等は Wild (1950, 1954), Boischot (1957)^(2.21) に従つて、それぞれ type I, type II, type III 及び type IV と呼ばれている。

黒点の出現に伴つてメートル波領域の太陽電波のレベルが上昇しそれが数時間乃至数日続くことがしばしばある。ノイズストーム (Noise storm) と呼ばれるこの擾乱は継続時間が1秒位の type I バーストの集合である。type I バーストは 100 Mc 付近で 5 Mc , 200 Mc 付近では 10 Mc 位の狭いバンド巾を持ち普通 100% 円偏波である。これは強い黒点磁場を浸透したコロナ領域の極部的な擾乱に際して電子の出すサイクロトロン輻射 (Cycrotron radiation) と考えられている。

type I のバーストが黒点に付随したものであるのに対し、type II, III, IV のアウトバーストは普通フレアーに関係して観測される。第10図は Harvard 大学で観測された動的スペクトラムの一例である。これは1957年9月12日15時14分に起つたフレアーに關聯して起つたもので type III, type II, 及び type IV が次々に起つているのが見られる。

type II (Slow drift) 及び type III (fast drift) のアウトバーストではそのスペクトラムが一般に高い周波数から低い周波数にかけて次第に移つて行く。その移動速度はそれぞれ $10^2 \sim 10^3 \text{ Km/s}$ 及び 10^5 Km/s 程度に相当する。Wild はこれを地磁気嵐を起す微粒子雲及び宇宙線が放出される際太陽大気を excite して起すプラズマ輻射 (plasma radiation) であると考えた。然し乍ら新野 (1956)^(2.22) が指摘したように type II のアウトバーストと地磁気嵐の相関は必ずしもよくない。type II のアウトバーストは爆発によつて生じた acoustic shockwave によつて励起される局所的な擾乱であるかも知れぬ。

2.3.1 type IV アウトバーストの特性

1956年、Nanray の $169 \text{ Mc}/\text{s}$ 干渉計によつて、前述のものとは全く異質な著しいアウトバーストが発見された。それはフレアーに關聯して起り、継続時間の長い安定な輻射源自体が移動するので、プラズマ輻射とは考えられない。Boischot (1957) はそれをシンクロトロン輻射 (Synchrotron radiation) と考え、 $169 \text{ Mc}/\text{s}$ 付近で 10^{19} Jansky の flux density が観測されるためには1ガウスの磁場に平均3 MeV の電子が 4×10^{32} 個捉つていればよいことを示した。もしシンクロトロン輻射であれば周波数範囲が広くなければならず、従つて動的スペクトラムでは continuum として観測される筈である。この同定は Maxwell 等 (1958)⁽²⁻²³⁾ , Wild 等 (1958)⁽²⁻²⁴⁾ によつて行われ、type IV のアウトバーストと呼ばれることになった。

第11図は1958年7月7日のアウトバーストを Swept frequency 干渉計 ($40 \sim 70 \text{ Mc}/\text{s}$) 動的スペクトラム ($40 \sim 240 \text{ Mc}$) 及び偏波測定器で観測したものである (Wild et al. による)。上の図は動的スペクトラムで、フレアーに關聯して三つの異つたアウトバーストが起つているのが見られる。即ち type III (A), type II (B_1, B_2) 及び type IV (C) である。下図左はフレアーの位置であり、下図右は各周波数毎の輻射源の位置である。type II, type III がそれぞれプラズマ周波数に相当する位置から輻射されているのに対し、type IV のアウトバーストは $5000 \text{ Km}/\text{s}$ の速度で移動する一つの輻射源からすべての周波数のアウトバーストが輻射されていることに注目すべきである。

マイクロ波のアウトバーストがシンクロトロン輻射であることを前に述べたが、それは type IV のアウトバーストと關係があると考えられる。例えば第6図 (a), (b), 及び第8図 (a) (b) の場合、マイクロ波領域のアウトバーストは時間の経過と共に次第に低周波領域に推移して VHF 帯の第2部分 (type IV) とつながつていように見える。Schwinger (1949)⁽²⁻²⁵⁾ によれば E_{MeV} (in unit of 10^6 eV) のエネルギーの電子が H_L (in unit of gauss) なる磁場の廻りを廻る時発生するシンクロトロン輻射はその輻射の最大値が大体 $\nu_{\text{max}} = 4.8 H_L E_{\text{MeV}}^2 \text{ Mc}/\text{s}$ (Mc/s) 付近にあり、半値以上の周波数範囲は $(1.8 \times 10^{-1} H_L E_{\text{MeV}}^2, 2.4 \times 10 H_L E_{\text{MeV}}^2)$ である。今 $E_{\text{MeV}} = 1$, $H_L = 10^3$ とすれば ν_{max} は約 $5000 \text{ Mc}/\text{s}$ で周波数範囲は $(200, 24000) \text{ Mc}/\text{s}$ である。又 $E_{\text{MeV}} = 1$, $H_L = 50$ とすれば ν_{max} は $240 \text{ Mc}/\text{s}$ であり、周波数範囲は $(10, 1200) \text{ Mc}/\text{s}$ である。マイクロ波のアウトバーストがメートル波領域に推移して type IV のアウトバーストとして観測されることは磁場の強さの変化によつても説明される。フレアーに伴

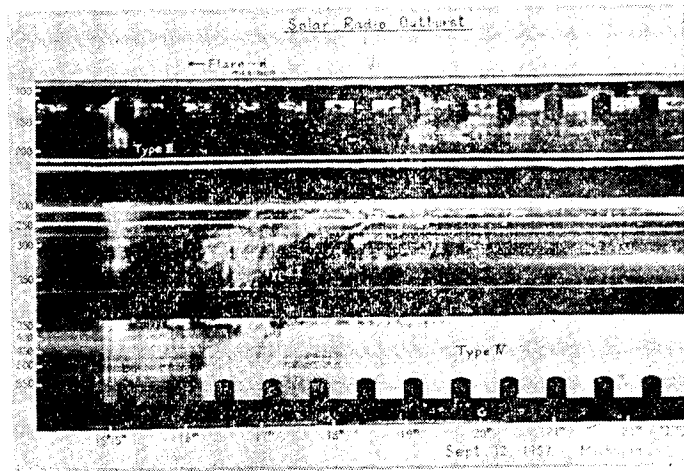
う擾乱によつてコロナ凝集に生じた高速電子は強い黒点磁場に捉つてシンクロトロン輻射を行いそれはマイクロ波のアウトバーストとして観測される。やがて磁場を凍結したコロナ凝集の一部が放出されると、それが膨脹すると共に磁場の強さも減少し、従つてシンクロトロン輻射も次第に低周波数に移行する。このような微粒子雲がコロナ領域を通過しながら輻射する電波がVHF帯の動的スペクトラムにおいて type IV のアウトバーストとして観測されるものと考えられる。かくして type IV のアウトバーストの輻射源は地磁気嵐を生起する微粒子雲そのものであると推察される。事実次項に示すようにIGY中の統計は type IV のアウトバーストとSC型地磁気嵐の対応が極めて良いことを示している。

2.3.2 type IV アウトバーストとSC型地磁気嵐

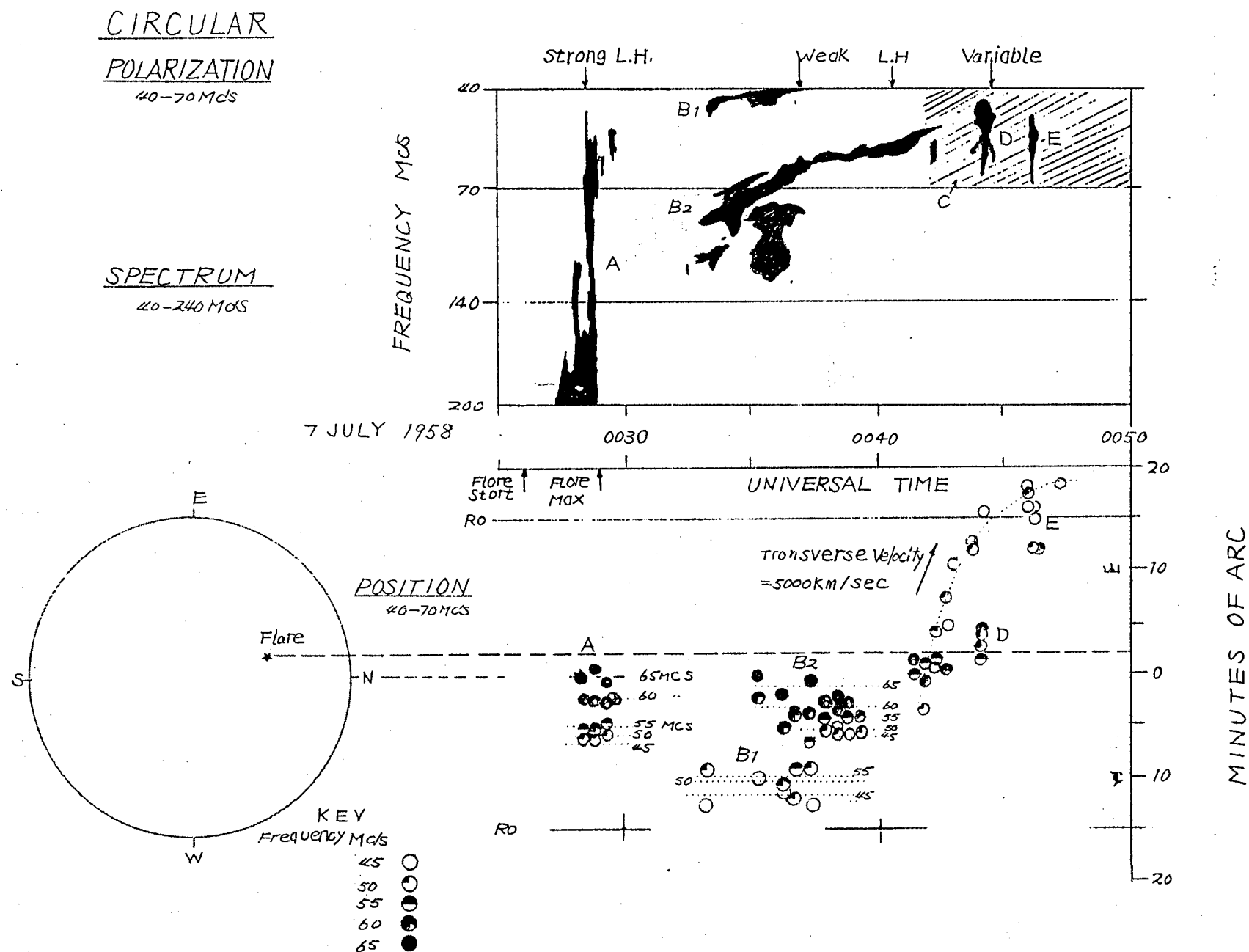
type IV アウトバーストはその性質上動的スペクトラム及び干渉計によつて始めて検出し得るものである。然し前項に述べたように、それは固定周波数に於いても著しい特長を持っているので、幾つかの適当な周波数、こゝでは(200 Mc, 500 Mc, 3000 Mc) を選ぶことによつてその検出は可能である。附録の表に採用した type IV のアウトバーストはIGY中第2表の各観測所の固定周波数資料を用いて撰定したものである。

第 2 表 太陽電波観測所

Station	Observing frequencies (Mc/s)	Location	
		Geographic latitude	Geographic longitude
Hollandia	200, 545	2° . 5 S	149° . 8 E
Hiraiso	200	36° . 4 N	140° . 6 E
Mitaka	200, 3000, 9500	35° . 7 N	139° . 6 E
Toyokawa	1000, 2000, 3750, 9400	34° . 8 N	137° . 4 E
Berlin	1500, 3000, 9400	52° . 4 N	13° . 5 E
Nera	200, 545, 2980	52° . 2 N	5° . 1 E
Paramaribo	200, 545	5° . 8 N	55° . 2 W
Ottawa	2800	45° . 5 N	75° . 7 W
Ft. Davis	100~580	30° . 6 N	104° . 0 W



第10図 太陽電波アウトバーストの動的スペクトラムの一例
(Haddock による)



第11図 フラアに関連して起ったアウトバーストの位置、動的スペクトラム及び偏波観測の一例。
type III (A) 及び type II (B₁, B₂) は同波数毎に一定の位置から輻射されているのに対し、type IV (C) の輻射源はあらゆる周波数を放出しながら 5000 km/s の速度で外方に飛翔している。(W: Ldによる)

なお Fokker (1958)^(2・26) は Nera, Hollandia, Paramaribo の三観測所で同型の観測機による測定を行い、IGY中に起つた顕著なアウトバーストの表を作成しているので特にこれを参考にした。

さてIGY中のフレアーの中 (case a) type IV のアウトバーストを伴うフレアー (フレアーの重要度を問わない)、(case b) type II のアウトバーストを伴い然も重要度3以上のフレアー及び (case c) アウトバーストを伴わない重要度3以上のフレアーの三種類を抽出し、それぞれの組が3日以内に何% Sc型地磁気嵐と対応したかを調べると第3表のような結果が得られる。

第 3 表

character- istics \ case	a	b	c
number of flares	26	30	28
number of storm-producing flares	24	19	3
storm-producing probability ②	92	63	11

Type IV のアウトバーストを伴うフレアーは、フレアー自体の重要度を無視したのにも拘らず92%の高い確率で地磁気嵐と対応している。一方フレアーの重要度が3であつてもアウトバーストを伴わない場合は僅か11%に過ぎない。この事実から type IV のアウトバーストが地磁気嵐の生起と密接な関係にあることが判る。然し乍ら type II のアウトバーストを伴う場合にも重要度が3以上のフレアーであれば63%地磁気嵐が発生していることは注意すべきである。従つて type IV のアウトバーストを伴う太陽爆発は大部分、地磁気嵐を生起するが、逆に凡ての地磁気嵐は type IV のアウトバーストに関連して起るとは云えない。それでは type IV のアウトバーストによつて惹起される地磁気嵐或いはそれに関連した諸擾乱に何らかの特殊性は見出されないであろうか。

シンクロトロン輻射を行いつゝコロナ領域を外方に向つて旅する磁気雲は、その中で Fermi

加速が行われ、高速の陽子を生成する可能性がある。事実前項に掲げた4例は共に、宇宙線の異常上昇或いは極冠帯電離層の異常電離を起しており、そのような高エネルギー粒子が生成されたことを示している。又磁気雲が地球を掩う時、それは宇宙線に対して magnetic barrier として働き、Forbusch型の宇宙線嵐が起る可能性がある。事実IGY中の統計はこれ等の推定が正しいことを証明し、type IV のアウトバーストを伴う太陽爆発の特殊性は強い黒点磁場を凍結してその中に高速の陽子、電子を含む荷電磁気雲を放出することにあることが判明した。高速の電子はシンクロトン輻射を行い又高速の陽子はフレアの直後又は数時間後から地球大気に侵入して異常電離を起し、そのあとで到来する荷電磁気雲はForbusch型宇宙線嵐及び地磁気嵐を惹起するのである。これ等の事柄に就いては後章に詳しく論ずるであろう。

2.4 第II章のとりまとめ

太陽活動度極大期に起こるSWF、地磁気嵐等がHe-線によつて観測される太陽のフレア一現象に関連して起こることは古くから知られていた。然し乍ら頻繁に起こるフレアの中どれがこれ等の擾乱を生起するかは不明であつた。この点を明確にするため、太陽爆発に際して観測される電磁波のアウトバーストを詳細に検討した。平機電波観測所、その他で観測された顕著なアウトバーストの電力スペクトラムに就て定性的並びに定量的考察を加えた結果、先づ次の結論を得た。

(1) マイクロ波領域の卓越するアウトバーストを伴うフレアはSWFを起こす。

(2) メートル波領域の卓越するアウトバーストを伴うフレアはSC型地磁気嵐を起こし易い。

メートル波領域の卓越するアウトバーストを更に検討するとMajor plus アウトバーストが特に地磁気嵐と関連が深いことが判明した。その第2部分は動的スペクトラム観測に於てtype IV と呼ばれるものである。これ等の結論の実用的価値は極めて大きい。幾つかの周波数の太陽電波観測によつて、SWF及び地磁気嵐発生の子報が可能である。平機電波観測所ではこれ等の結果を利用して警報的中率を著しく向上することが出来た。

扱てマイクロ波のアウトバーストは活潑な黒点上空にあるコロナ凝集附近から輻射される。それはフレアの擾乱によつて発生した高速度エレクトロンが強い黒点磁場によつて捕捉されて出すシンクロトン輻射である。励起されたコロナ凝集は熱輻射として数ÅのX線を放出するのでその電離作用によつてSWFが発生する。

コロナ凝集の一部が磁場を凍結したまま放出されると、次第に膨脹してその磁場は減少し、輻射周波数は低周波に移行する。このような微粒子雲がコロナ領域を通過しながら輻射する電波が

VHF帯の動的スペクトラムにおいて type IV のアウトバーストとして観測されるものと考えられる。即ち type IV のアウトバーストの放射源は地磁気嵐を生起する微粒子雲そのものであると推察される。

このような考察によつて、type IV のアウトバーストが観測される時には強い黒点磁場を凍結した荷電粒子雲が放出されており、それが地磁気嵐を生起すると考えられる。処でシンクロトロン輻射を発生する高速度電子の存在は、同じ荷電粒子雲中で高速の陽子が生成される可能性を示すものである。荷電粒子雲の乱流磁場によつて Fermi 加速が行われることが充分考えられる。事実本章に例示した4つの type IV のアウトバーストを伴うフレアーは地磁気嵐を生起したばかりでなく、それを遙かに先行して宇宙線の異常上昇或いは極冠帯異常電離等、高速度陽子の生成を示す現象を起こしている。この点に関しては第IV章及び第IV章に於て更に議論されるであらう。

第三章 S I D (Sudden Ionospheric Disturbance)

3.1 種々のS I D

太陽活動度が旺になると、日射半球の遠距離短波回線はしばしば半時間或いはそれ以上にも及ぶ突発的な電波消失 (S W F) に見舞われる。この現象は Mögel (1930) によつて発見され、Dellinger (1935)^(3.1) によつてその原因が太陽爆発にあることが指摘された。前章で述べたように S W F は太陽爆発に際して輻射される数 Å の X 線が D 層の電離を増大して、そこを通過する短波に対する無偏倚吸収効果が増大する為に起る。このような太陽爆発の過剰輻射線によつて、日射半球の下部電離層に突然起る異常電離現象を S I D (Sudden Ionospheric Disturbance) と呼ぶ。

S I D は短波帯の S W F として発見されたが、その効果は地磁気及び電離層を媒介として伝播する長波或いは超短波帯の電波にも及ぶ。従つて S I D は次の諸現象の総称である。

L F 帯空電の S E A (Sudden Enhancement of Atmospherics)

L F 通信の S P A (Sudden Phase Anomaly)

H F 波通信の S W F (Short Wave Fadeout)

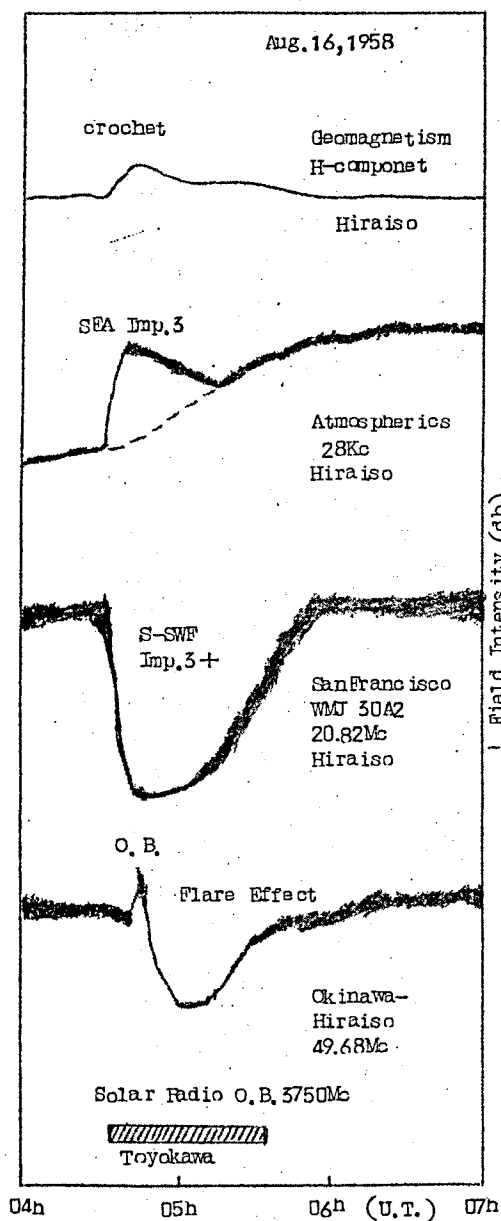
宇宙雑音の S C N A (Sudden Cosmic Noise Absorption)

V H F 帯散乱波通信のフレアー効果

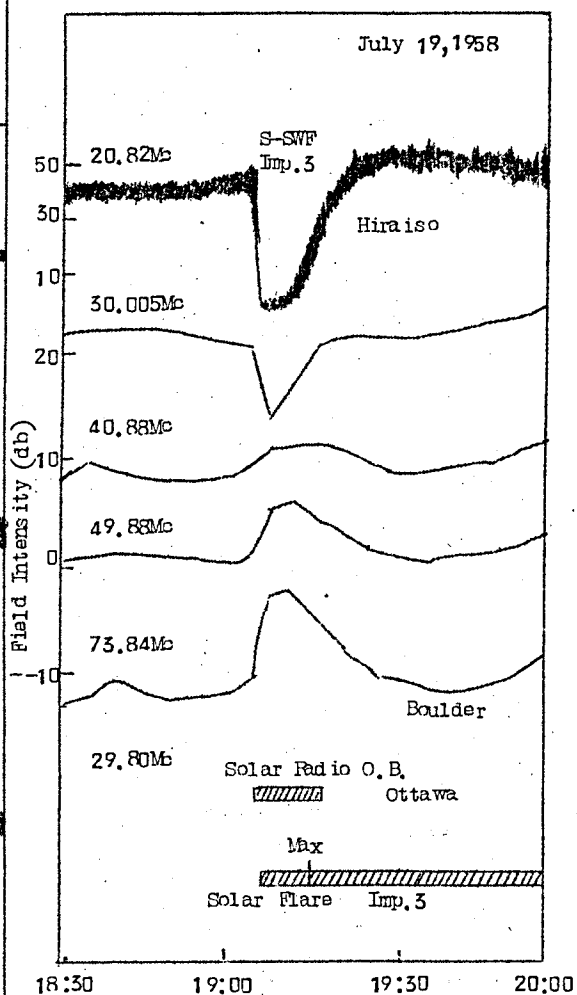
地磁気フレアー効果 (Crochet)

これ等 S I D は地上で直接観測し得ない太陽爆発の X 線輻射の模様を知る上の重要な資料であるばかりか、太陽爆発の生起とその規模を既知捉え得る点で電波警報遂行上必要欠くべからざる要素である。平電波観測所では 28 Kc⁸⁷/s 空電強度、H F 帯遠距離通信諸回線の電界強度及び地磁気 3 成分の常時測定によつて S I D の観測を行つている。これ等の観測資料によつて S I D の性質を更に説明しよう。

第 12 図は 1958 年 8 月 16 日 04 時 30 分のフレアー (重要度 3+) に関連して、地磁気水平成分、28 Kc 空電、20 M⁹% 商用短波、及び 50 M⁹% 電離層散乱波にあらわれた S I D である。地磁気フレアー効果はダイナモ領域の異常電離によつてその電気伝導度が増大し、為に S_q 電流系が強められる結果起る^(3.2)。S E A は普通 10 Kc から 500 Kc の間で起り増加の最大は 27 Kc 付近にある^(3.4)。大林 (1959)^(3.5) は 2 Kc ~ 50 Kc 帯空電の S I D 効果の動的スペクトラム観測を行い、S E A 強度の周波数による相違を電離層導波管の高さの変化による伝播モードの変化に帰している。第 13 図は 1959 年 6 月 16 日 06 時 19 分に起つた重要度 3 のフレアー効果の一例である。S I D に際して動的スペクトラムに明確な推移が現われ、その結果 28 Kc 空電では S E A が起つている。一方 V H F 帯電離層散乱波通信に対して S I D 効果は一般に散乱源の強化となつて現われることが知られている (Bailey 達 1955)^(3.6)



第12図 1958年8月16日に起った太陽爆発によって生じた、諸種のSID



第14図 短波通信及びVHF散乱通信電界強度に現われたSID効果の周波数特性。
(VHF散乱通信電界強度はBlair³⁷による。)

然し乍らそれには限界周波数がありそれ以下では当然SWF効果が現われる筈である。第14図はHF帯からVHF帯にかけてのSID効果が如何に変化して行くかを1958年7月19日の例によつて説明したものである。この場合減衰と増加の境界は40Mc付近にある。

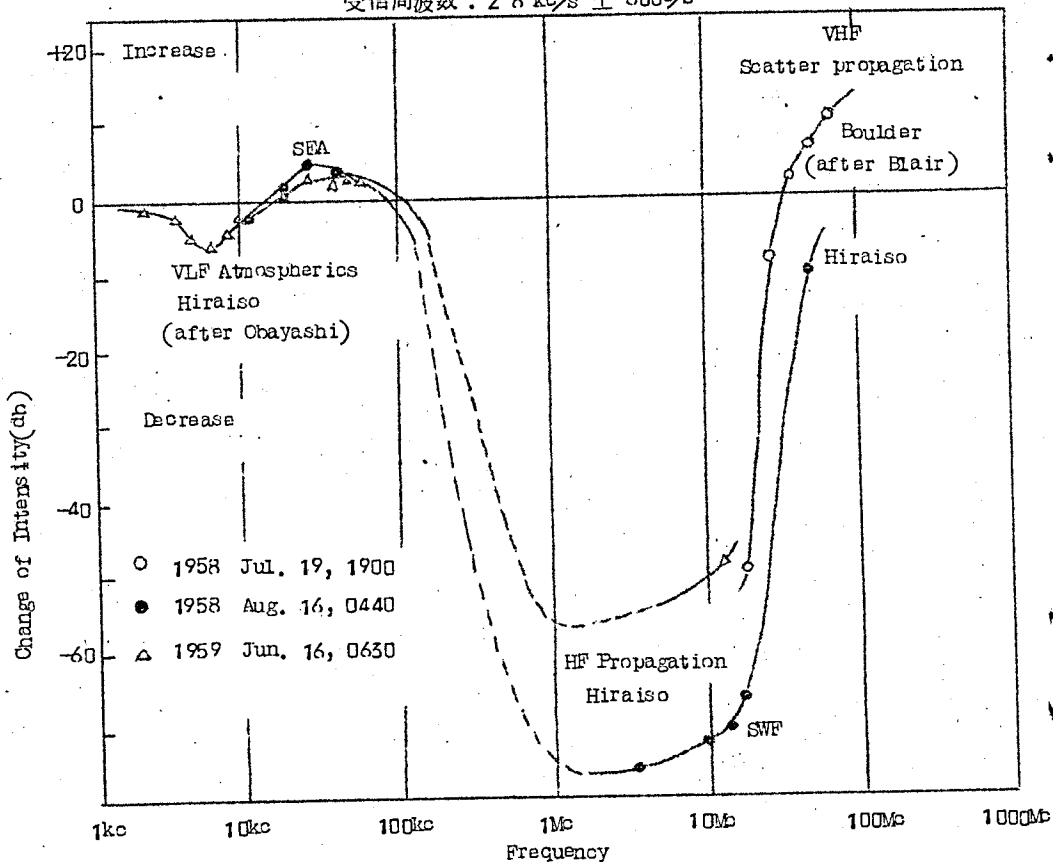
以上を綜合して、SID効果の観測周波数によるスペクトラムを求めると第15図のようになる。電離層伝播の1Kc/sから100Mc/sに亘る電磁波の強度がSIDによつて如何に変化するかをデシベルで表現してある。これによるとSID効果が最も著しく現われているのは短波帯のSWFに於いてである。

猶、平磯電波観測所に於て観測しているLF帯空電強度測定機、HF帯通信電界強度測定機及び地磁気3成分観測機の概要は次の通りである。

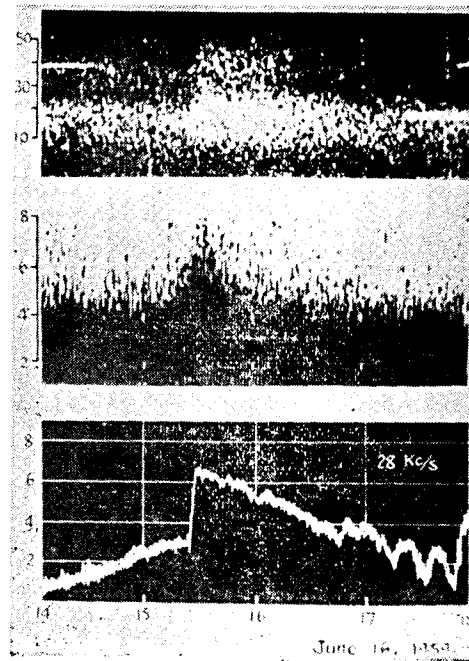
空電強度測定機

空中線 斜空中線(30m長)
受信機 スーパーヘテロダイン式

受信周波数: 2.8 kc/s \pm 600%



第15図 SID効果の周波数特性



第13図 VLF動的スペクトラム(2～
50 kc/s)及び28 kc/sの
空電強度に現われたSID効果
(Obayashiより)

短波通信電界強度測定機

受信機	ダブルスーパーヘテロダイン式	
	周波数範囲: $4 \sim 30 \text{ Mc/g} \pm 2.5 \text{ Kc/g}$	
	ノイズフィギュア: 8	
測定回線	WWV, 10, 15, 20 Mc/g	(コンピック)
周波数	WWVH, 10, 15 Mc/g	(コンピック)
(空中線)	JJY, 10, 15 Mc/g	(コンピック)
	サンフランシスコ商用, 7, 10, 13, 17, 20 Mc/g	(ビーム)
	ロンドン商用, 7, 10, 14, 18 Mc/g	(ビーム)
	(1960年現在)	

地磁気観測機

水平、垂直、東西の3成分写真記録
水平成分直視式観測機

3.2 SWFの型と太陽の過剰放射線強度の時間的変化

SWFの形は千差万別であるが、Lincoln (1957)^(3.8)によると大別して次の三種類に分類することが出来る。

S-SWF	(Sudden dropout)
Slow S-SWF	(Slow V-shaped dropout)
G-SWF	(Gradual disturbance)

それぞれの例を第16図に示す。G-SWFはいくつかのSWFの複合型と考えられるので本質的には前二者が基本型である。

個々のSWFの形は過剰放射線強度の時間的変化と伝播通路に当る電離層の状態によつて決定されるものと考えられる。今減衰層の平均電子密度を N 、イオン生成率を I 、再結合係数を α とすると日中の平衡状態にあると考えられる間では

$$\frac{dN}{dt} = I - \alpha N^2 = 0 \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

この時太陽爆発の過剰放射線によつてイオン生成率が $q(t)$ 倍となり、そのために電子密度が $\mu(t)$ 倍になったとすると

$$I_D = q(t) I \quad \dots\dots\dots (3.2)$$

$$N_D = \mu(t) N \quad \dots\dots\dots (33)$$

但し Suffix D はSIDによる擾乱を表わす。

この時

$$\frac{dN_D}{dt} = I_D \alpha N_D^2 \quad \dots\dots\dots (34)$$

から $q(t)$, $\mu(t)$ の関係式

$$\frac{d\mu(t)}{dt} + (\alpha N) \mu^2(t) = (\alpha N) q(t) \quad \dots\dots\dots (35)$$

が導かれる(39)。 $\tau = 1/(\alpha N)$ は N の変化の時定数に当る。 $q(t)$ の一般形に対して (35) 式を解くことは困難であるから、

$$\left. \begin{aligned} q(t) &= q_0, & t_1 \leq t \leq t_2 \\ q(t) &= 0, & t < t_1 \text{ and } t_2 < t \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (36)$$

の場合について解くと、

$$\mu(t) = \sqrt{q_0} \cdot \tanh \left\{ \alpha \sqrt{q_0} \cdot \int_{t_1}^t N dt + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{q_0} + 1}{\sqrt{q_0} - 1} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (37)$$

$t_1 \leq t \leq t_2$

$$\mu(t) = \coth \left\{ \alpha \int_{t_2}^t N dt + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\mu(t_2) + 1}{\mu(t_2) - 1} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (38)$$

$t \geq t_2$

となる。

考えている時間内で殆んど N は変化しないから

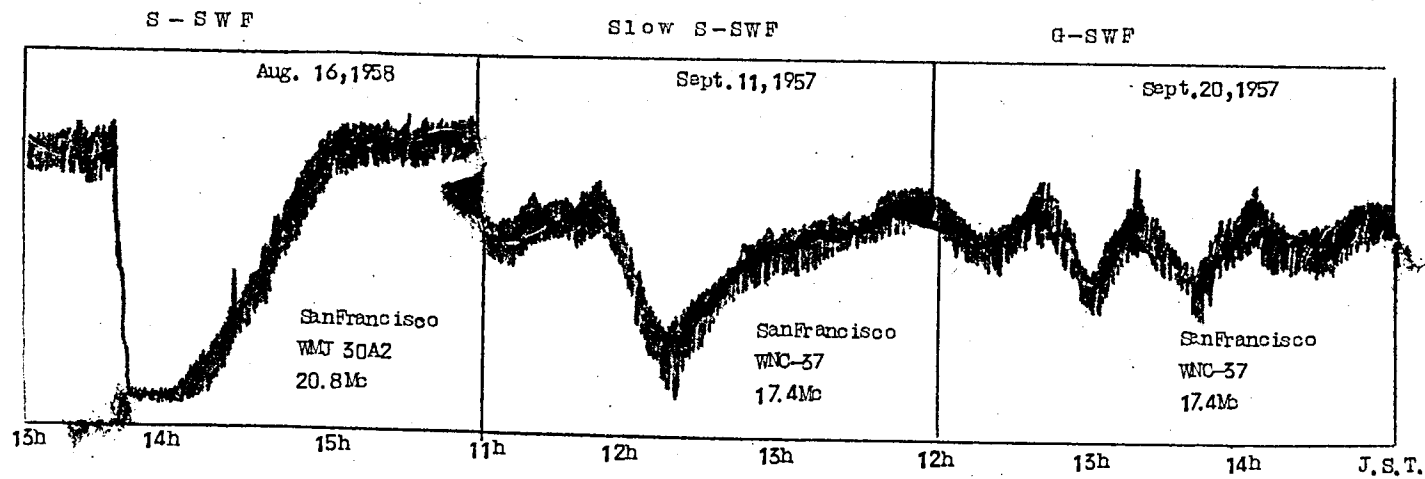
$$\int_{t_1}^t N dt = N(t - t_1) = N \Delta t \quad \dots\dots\dots (39)$$

とすると、(37) から $\mu(t)$ が定常値 $\mu_0 = \sqrt{q_0}$ の $k (\leq 1)$ 倍に達するに要する時間を求めることが出来る。

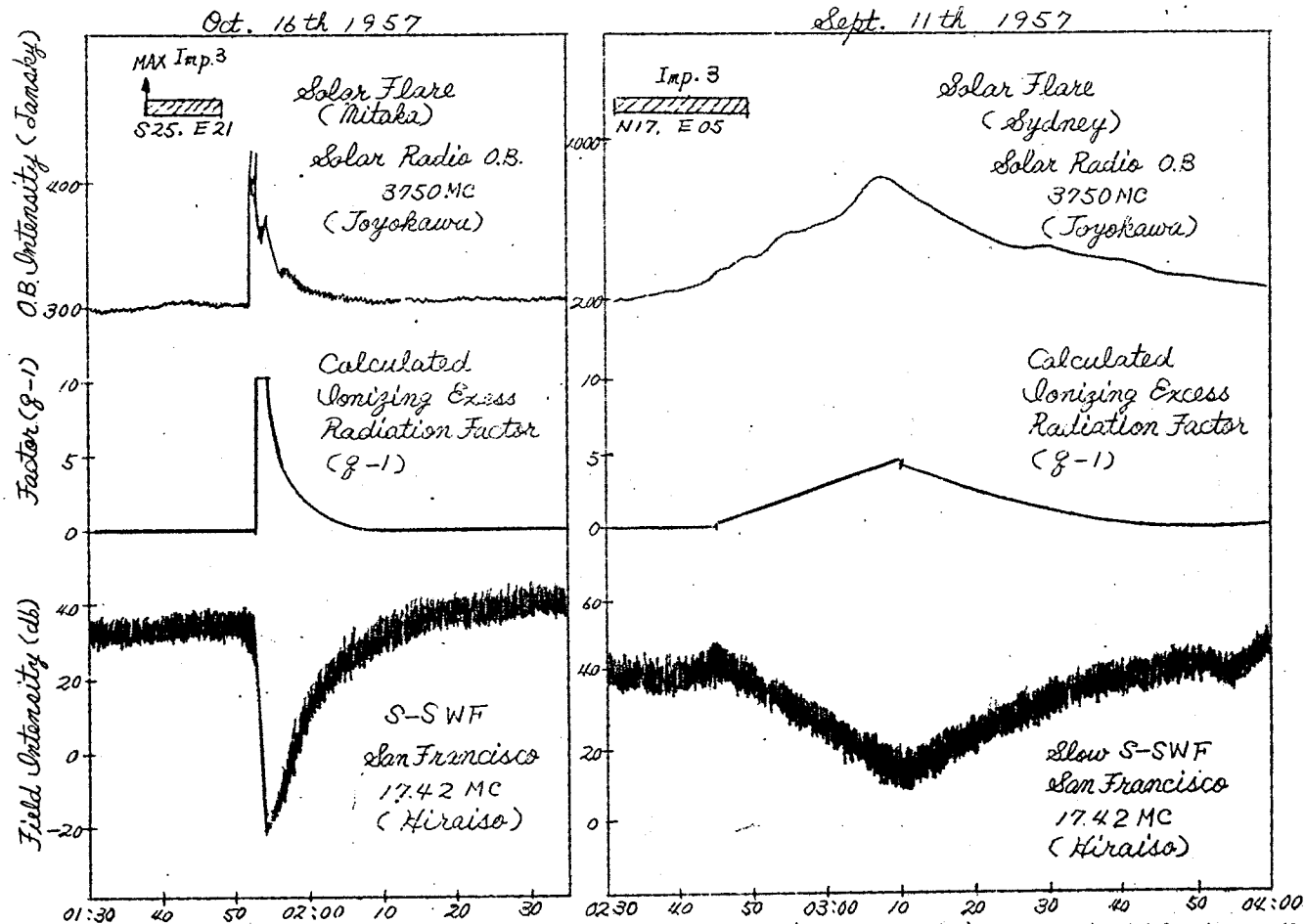
今 $k = 0.98$ とすると、dropout time Δt_1 は

$$\Delta t_1 = \frac{1}{\alpha N \sqrt{q_0}} \left\{ 2.3 - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{q_0} + 1}{\sqrt{q_0} - 1} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (310)$$

である。従つて若し $q(t)$ が (36) のようにパルスのに立上る場合があれば、実際の dropout time から $\tau = \frac{1}{\alpha N}$ を推定することが出来る。1957年10月16日に起つ



第 16 図 S W F の 三 つ の 型



第17図 代表的なSWFの形とそれから推定した電離放射線の時間的変化、比較のために同時に観測されたフレアー及びマイクロ波のアウトバーストを示してある。

た極めて急峻なSWF ($\Delta t_1 = 90 \text{ sec}$) に関して、計算すると $\tau = 150 \text{ sec}$ となり、一般に考えられている $10^3 \sim 4$ より遙かに小さい。

又SWFの形から $\mu(t)$ が推定出来るので、 $\tau = \frac{1}{\alpha N}$ を仮定すれば(3.5)式を用いてイオン生成率の係数 $q(t)$ が計算出来る。それはSWFを起した過剰放射線の等価的な時間的変化を表わすであろう。最も典型的な^(a)S-SWF(1957年10月16日)及び^(b)Slow S-SWF(1957年9月11日)について、 $\tau = 150 \text{ sec}$ として求めた $q(t)$ を第17図に示す。計算に用いたSWF、それを起したと考えられるフレアー及びマイクロ波のアウトバーストも併せ示してある。前章に述べたように、フレアーで擾乱を受けたコロナ凝集中の高速度電子がシンクロトロン放射としてマイクロ波のアウトバーストを発生し、熱放射として放出せられるX線がSIDを起す。従ってマイクロ波のアウトバーストがSIDの形と酷似していること自体に一般性はない。しかし第17図のS-SWF, Slow S-SWF とそれに対応するアウトバーストの形から太陽天頂角の高い回線ではSWFの形は大体において過剰放射線の時間的変化によつて決定されることが結論される。しかし天頂角が低くなると τ が大きくなりSWFの回復時間は長くなる。事実同じSWFでも、回線中点の天頂角によつてSWFの回復の仕方が異なることはしばしば見受けられる。

3.3. SIDの汎世界的分布*

電波垂直打上げによる電離層観測の一要素である f_{min} (最低反射可能周波数) は下部電離層の減衰によつて規定される量であるから当然SID効果が期待される。例えば1958年7月29日12時頃(JST)極めて烈しいSIDが起り、そのために50 Mc/sの散乱通信さへ大きな減衰を蒙つた(Obayashi, 1958(3.11))。第18図は日本に於ける4電離層観測所の f -plot であるが、何れも減衰増大のため f_{min} が上昇し最も烈しい時には反射エコーが消失している(電離層観測報告では記号Bとなつている)。

さてSIDは太陽爆発の輻射光線によつて起るものであるから、その効果は当然太陽天頂角に依存する筈である。然し乍ら實用短波回線電界強度の汎世界的な資料はなかなか得難いし又個々の通信も複雑な電播機構を持つので、SIDの汎世界的分布を知る為には世界各地に散在する電離層観測所の f_{min} 資料の解析を行うのが適當であると考えられる。

* (3.10) I. Kasuya, Y. Hakura and H. Hojo, On the SWF phenomenon (Dellinger Effect) and f_{min} in the World-wide Distribution, J. Radio Res. Lab., vol. 6, No. 23 (1959)

3.1 fmin に関する理論的考察

先ず f_{\min} に関して簡単な理論的考察を行う。短波が電離層を伝播する時の減衰係数 $k_0 \gamma$ は mks 単位を用いて、

$$\left. \begin{aligned} k_0 \gamma &= \frac{\nu}{2cn} \frac{Ne^2}{4\pi^2 m \epsilon_0 (f \pm f_H \cos \theta)^2} \\ n &= \sqrt{1 - \frac{f_N^2}{f^2}}, \quad f_N^2 = \frac{Ne^2}{4\pi^2 m \epsilon_0} \quad (\text{プラズマ周波数}) \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

但し m_e はそれぞれ電子の質量、電荷及び密度であり、 f_H はチャイロ周波数 (Gyro frequency), θ は電波の伝播方向と地球磁場の方向のなす角である。又 ν は電子の原子に対する平均衝突回数である。突抜けの際の無偏奇吸収だけを考える時には $f_N \ll f$ としてよいから第1種減衰 Γ_1 は

$$\Gamma_1 = k \frac{1}{(f \pm f_H \cos \theta)^2} \int N \nu dh \quad (3.12)$$

ここに k は常数で、積分は減衰層の全域について行う。簡単のために D 層の電子密度 N が Chapman 分布をしていると仮定すると (3.12)、

$$\left. \begin{aligned} N &= N_0 \exp \left\{ \frac{1 - z - e^{-2} \sec \chi}{2} \right\} \\ z &= \frac{h - h_0}{H} \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

ここに χ は太陽天頂角 (Solar zenith angle), N_0 は $\chi = 0$ の時の最大電子密度, h は海上高, h_0 は $N = N_0$ に於ける h , そして H はスケールハイト (scale height) である。ここで ν の分布を

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \nu_0 e^{-z} \\ \nu_0 &= \nu \Big|_{h=h_0} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

と仮定すると

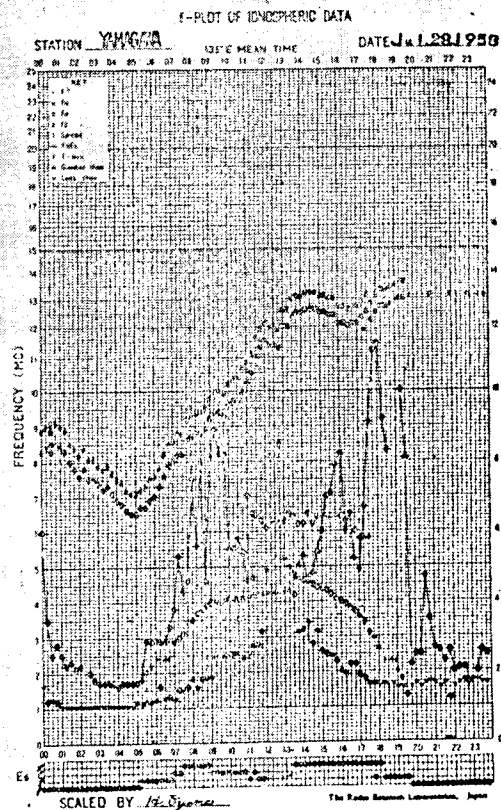
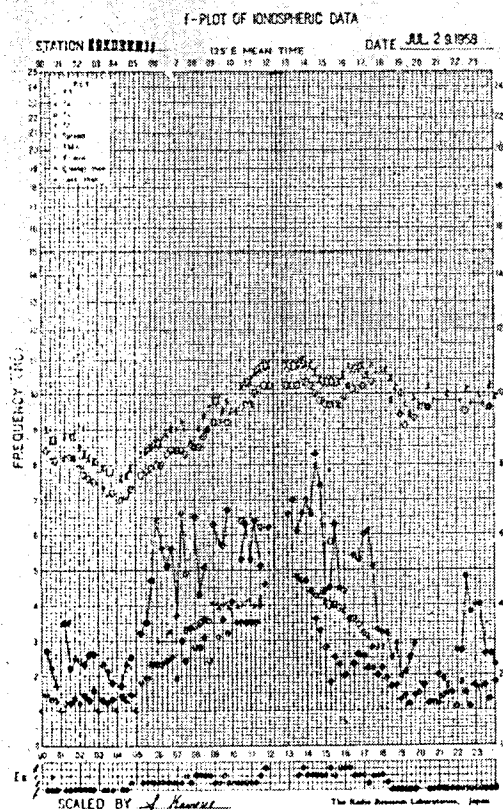
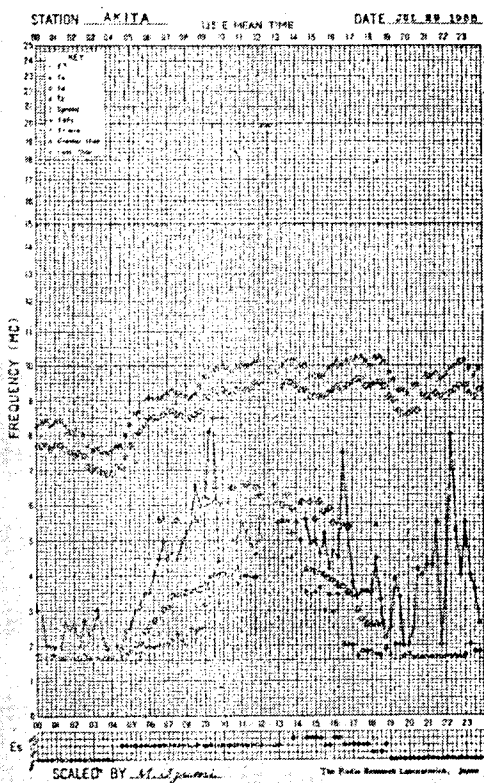
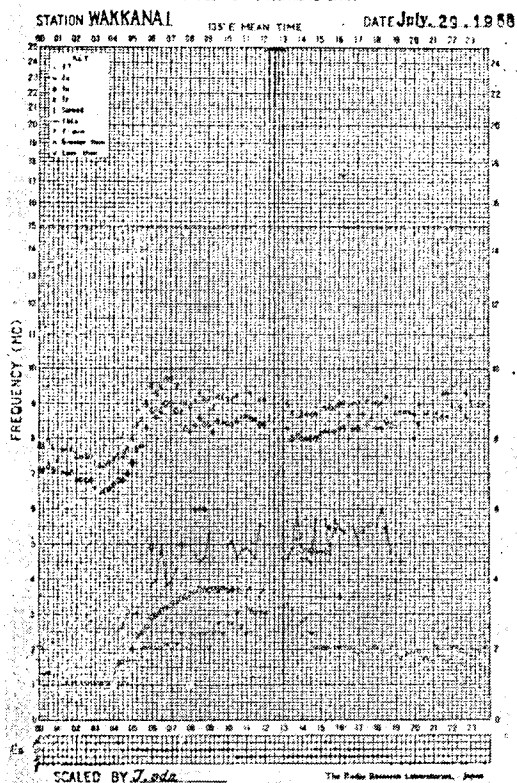
$$\Gamma_1 = k \frac{H N_0 \nu_0}{(f \pm f_H \cos \theta)^2} \cdot X$$

$$X = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ \frac{1 - 3z - e^{-2} \sec \chi}{2} \right\} dz$$

ここで $e^{-z} = t$ とおくと

F-PLOT OF IONOSPHERIC DATA

F-PLOT OF IONOSPHERIC DATA



第18図 1958年7月29日のf_oF₂ (日本の四観測所) 12時(J.S.T.)におけるf_{min}の異常上昇はSID効果である。

$$X = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} t^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{t \sec \chi}{2}} dt = \frac{\sqrt{2\pi e}}{\sec^{\frac{3}{2}} \chi}$$

$$\therefore \Gamma_1 = \frac{kHN_0 \nu_0}{(f \pm f_H \cos \theta)^2} \cdot \frac{\sqrt{2\pi e}}{\sec^{\frac{3}{2}} \chi} \quad \text{----- (3.15)}$$

さて今送信出力P (db)、アンテナ利得G (db) の電波がD層を突抜けE層で反射して戻ってくる間の無減衰電界強度を E_0 、第1、第2種の減衰を Γ_1 、 Γ_2 又受信機の所要最低電界強度(観測用フィルムの受像感度を含む)を E_{min} とすると

$$E_0 + P + G - \Gamma_1 - \Gamma_2 \geq E_{min} \quad \text{----- (3.16)}$$

の間フィルムは感光する。従つて f_{min} を与える $\Gamma_1 = \Gamma_{10}$ は

$$\Gamma_{10} = E_0 + P + G - \Gamma_2 - E_{min} \quad \text{----- (3.17)}$$

又(3.15)式で f_{min} を与えるのは小さい方の f であるから

$$(f_{min} + |f_H \cos \theta|)^2 = \frac{kHN_0 \nu_0 \sqrt{2\pi e}}{\Gamma_{10} \sec^{\frac{3}{2}} \chi}$$

$$\therefore f_{min} = A_0 \cos^{\frac{3}{4}} \chi - |f_H \cos \theta| \quad \text{----- (3.18)}$$

$$\text{但し } A_0 = \left(\frac{2\pi e k^2 H^2 N_0^2 \nu_0^2}{\Gamma_{10}} \right)^{\frac{1}{4}}$$

ここでSIDに際してイオン生成率が q 倍になつたために、電子密度が \sqrt{q} 倍になつたとすると、その時の f_{min} は

$$f_{minD} = \frac{1}{q^{\frac{1}{4}}} A_0 \cos^{\frac{3}{4}} \chi - |f_H \cos \theta| \quad \text{----- (3.19)}$$

従つて f_{min} のSID部分 Δf_{min} は

$$\Delta f_{min} = A_0 \left(q^{\frac{1}{4}} - 1 \right) \cos^{\frac{3}{4}} \chi \quad \text{----- (3.20)}$$

である。以上から f_{min} 自体は太陽天頂角及び地磁緯度 ϕ の函数であるが、 Δf_{min} は $\cos^{\frac{3}{4}} \chi$ 及び $(q^{\frac{1}{4}} - 1)$ に比例すると云える。

3.3.2 SIDの汎世界的分布

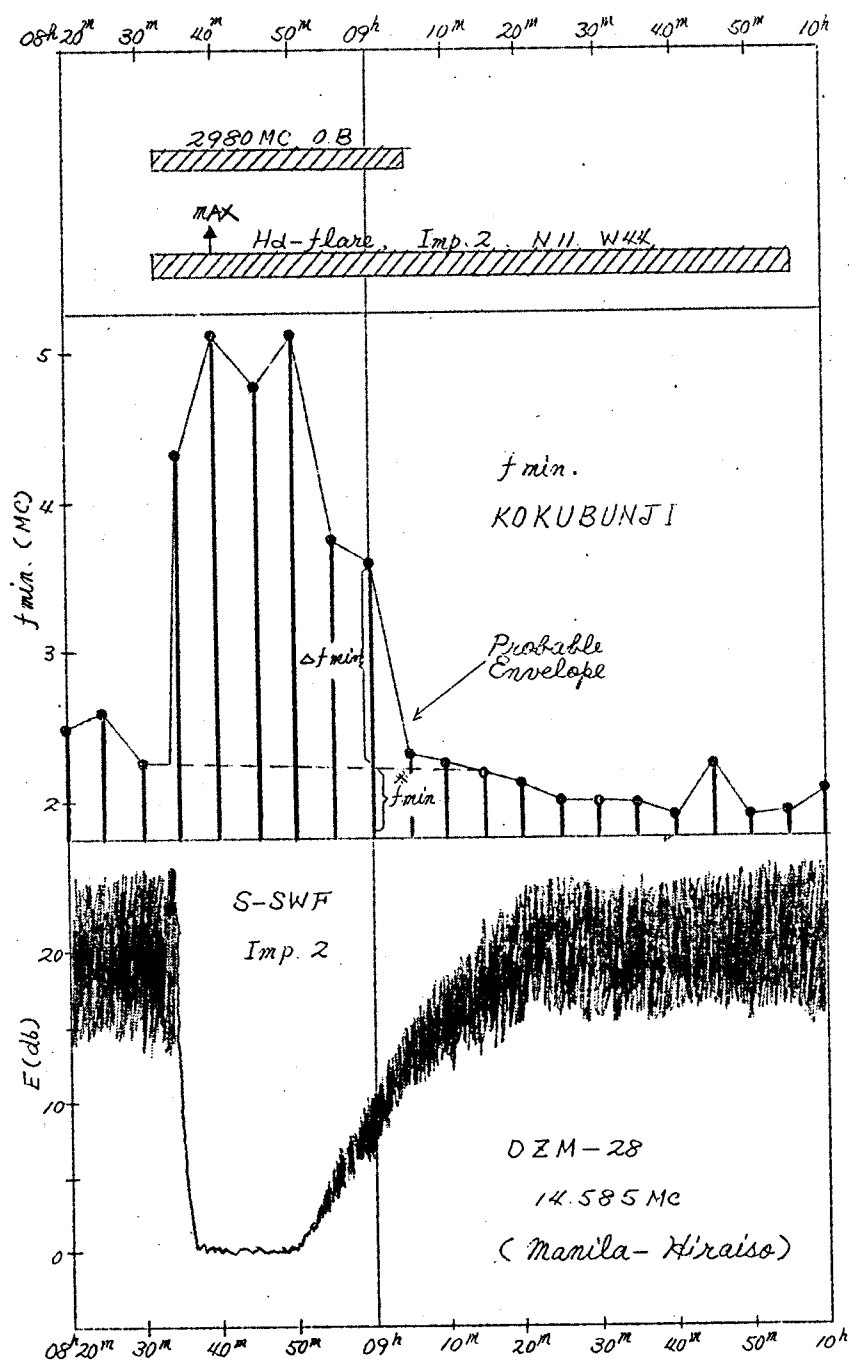
f_{min} を用いてSIDの汎世界的分布を求め、前項の結論と比較して見る。1957年7月

第 4 表 電 離 層 觀 測 所

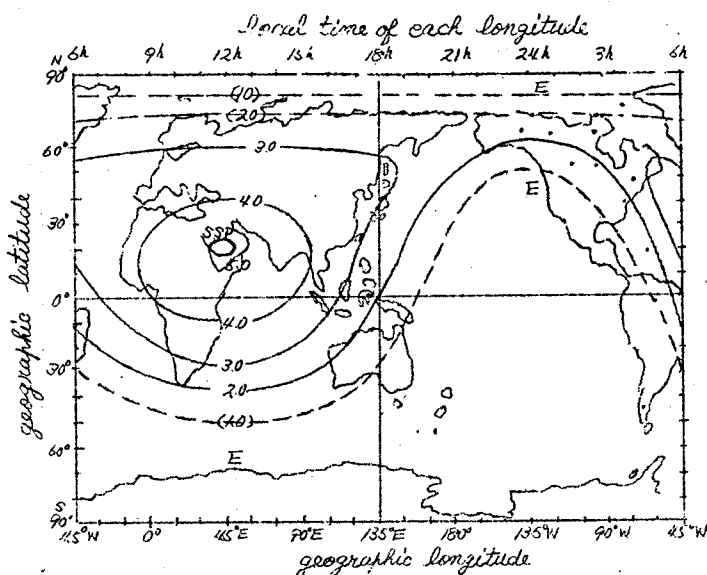
Ionospheric Station	abbr.	Geomagnetic		Geographic	
		Lat.	Long.	Lat.	Long.
1 Thule, Greenland	TH	87.0	355.0	76.6	291.3
2 Alert, Canada	AL	85.0	168.5	82.6	62.6
3 Fletchers Ice, Canada	FL	83.6	222.0	82.0	258.0
4 Resolute Bay, Canada	RE	83.0	289.4	74.7	265.1
5 Godhavn, Greenland	GH	79.8	32.7	69.2	306.5
6 Longyeabyea, Norway	LG	74.4	133.5	78.2	15.5
7 Baker Lake, Canada	BK	73.7	315.5	64.3	264.0
8 Narsarsuaq, Greenland	NR	71.2	36.9	61.2	314.6
9 Tikhaya Bay, USSR	TI	71.1	155.5	80.3	57.8
10 Reykjavik, Iceland	RY	70.1	71.1	64.1	338.3
11 Churchill, Canada	CC	68.7	322.8	58.8	265.8
12 Point Barrow, Alaska	PO	68.5	241.2	71.3	203.2
13 Tromsø, Norway	TS	66.9	116.2	69.4	19.0
14 Kiruna, Sweden	KR	65.2	115.7	67.8	20.5
15 Fairbanks, Alaska	FA	64.6	256.6	64.9	212.2
16 Sodankyla, Finland	SD	63.9	114.6	67.4	26.6
17 Dixon Is., USSR	DX	63.0	161.5	73.5	80.4
18 Lulea, Sweden	LU	62.9	114.6	65.6	22.1
19 Lycksele, Sweden	LY	62.5	110.8	64.6	18.8
20 Meanook, Canada	ME	61.8	300.7	54.6	246.7
21 Anchorage, Alaska	AN	60.9	258.2	61.2	210.1
22 Inverness, Scotland	IN	60.7	83.4	57.5	355.7
23 Kjeller, Norway	KJ	60.1	103.0	60.0	11.1
24 Oslo, Norway	OS	59.5	100.0	59.6	11.1
25 Winnipeg, Canada	WI	58.8	322.9	49.9	262.6
26 Upsala, Sweden	UP	58.5	106.0	59.8	17.6
27 Saint Johns, USA	ST	58.4	21.4	47.6	307.3

Ionospheric Station	abbr.	Geomagnetic		Geographic	
		Lat.	Long.	Lat.	Long.
28 Nurmijarvi, Finland	NU	57.8	112.6	60.5	24.6
29 Ottawa, Canada	OT	56.9	351.5	45.4	284.3
30 Slough, England	SL	54.3	83.3	51.5	359.4
31 Victoria, Canada	VI	54.3	293.4	48.4	123.4
32 De Bilt, Netherlands	DE	53.7	89.5	52.1	5.2
33 Lindau, Germany	LI	52.1	93.9	51.4	10.1
34 Doubres, Belgium	DO	51.9	87.6	50.1	4.6
35 Fort Monmouth, USA	FM	51.0	354.0	40.3	285.9
36 Moscow, USSR	MO	50.8	120.6	55.5	37.3
37 Washington, USA	WS	50.0	350.3	38.7	282.9
38 Freiburg, Germany	FR	49.4	90.0	48.1	7.8
39 Sverdlovsk, USSR	SV	48.5	140.7	56.7	61.1
40 Schwarzenburg, Germany	SW	48.0	88.7	46.5	7.2
41 Adak, Alaska	AD	47.2	240.1	51.9	183.4
42 Graz, Austria	GZ	46.9	97.0	47.1	15.5
43 San Francisco, USA	SF	43.6	298.6	37.4	237.8
44 White Sands, USA	WH	41.2	317.0	32.3	253.5
45 Grand Bahama, USA	GR	37.8	351.6	26.7	281.6
46 Wakkanai, Japan	WA	35.2	206.1	45.4	141.7
47 San Juan, Puerto Rico	SN	29.9	2.1	18.5	292.8
48 Akita, Japan	AK	29.4	205.5	39.7	140.1
49 Tokyo, Japan	TO	25.4	205.5	35.7	139.5
50 Maui, Hawaii	MU	20.8	268.2	20.8	203.5
51 Panama Canal Zone	PN	20.6	348.4	9.4	280.1
52 Yamagawa, Japan	YA	20.3	197.9	31.2	130.6
53 Delhi, India	DH	18.8	149.0	28.6	77.2
54 Paramaribo, Surinam	PB	17.0	14.8	5.8	304.8
55 Bogota, Columbia	BG	16.0	355.8	4.5	285.8

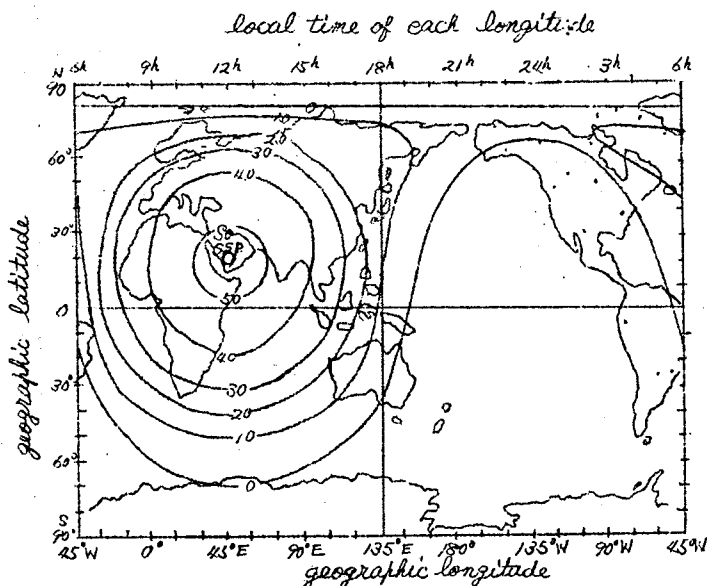
Ionospheric Station	abbr.	Geomagnetic		Geographic	
		Lat.	Long.	Lat.	Long.
56 Okinawa, Japan	OK	15.2	195.7	26.3	127.8
57 Taipei, Formosa	TA	14.0	189.0	25.0	121.5
58 Ibadan, Nigeria	IB	10.6	74.8	7.4	3.9
59 Talara, Peru	TL	6.6	350.0	- 4.6	278.7
60 Baguio, Phil. Is.	BA	5.0	189.3	16.4	120.6
61 Chiclayo, Peru	CL	4.4	350.2	- 6.8	280.2
62 Chimbote, Peru	CB	2.2	350.4	- 9.1	281.4
63 Huancayo, Peru	HU	- 0.5	354.0	-12.0	284.8
64 Singapore, Malaya	SG	- 10.0	172.7	1.4	103.7
65 Sao Paulo, Brazil	SO	- 12.8	22.5	-23.4	314.9
66 Tucuman, Argentina	TU	- 15.5	4.6	-26.9	294.6
67 Rarotonga, Pacific	RA	- 20.9	273.8	-21.3	200.2
68 Johannesburg, S. Africa	JO	- 26.9	91.4	-26.1	28.0
69 Townsville, Australia	TW	- 28.4	219.0	-19.3	146.8
70 Capetown, S. Africa	CP	- 32.7	79.7	-34.1	18.2
71 Brisbane, Australia	BR	- 35.7	227.1	-27.5	153.0
72 Watheroo, Australia	WT	- 41.7	185.8	-30.3	115.9
73 Canberra, Australia	CN	- 43.9	224.4	-35.3	149.0
74 Deception, Antarctica	DC	- 51.5	6.1	-63.0	299.3
75 Hobart, Australia	HO	- 51.6	224.5	-42.9	147.3
76 Campbell Is., N.Z.	CM	- 57.2	253.3	-52.5	169.2
77 Macquarie Is., Pacific	MC	- 61.0	243.3	-54.5	159.0
78 Ellsworth, Antarctica	EL	- 66.9	15.0	-77.7	318.9
79 Cape Hallett, Antarctica	CA	- 74.9	271.1	-72.3	170.3
80 Pole Station, Antarctica	PS	- 78.6	0	-90.0	0
81 Scott Base, Antarctica	SB	- 79.2	293.8	-77.8	166.8



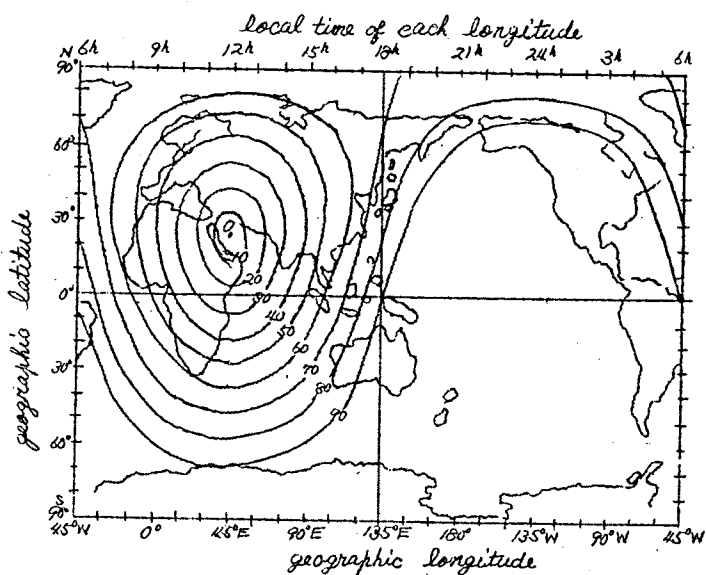
第19図 国分寺の f_{min} とマニラ — 平磯回線にあらわれた
SID 効果の比較



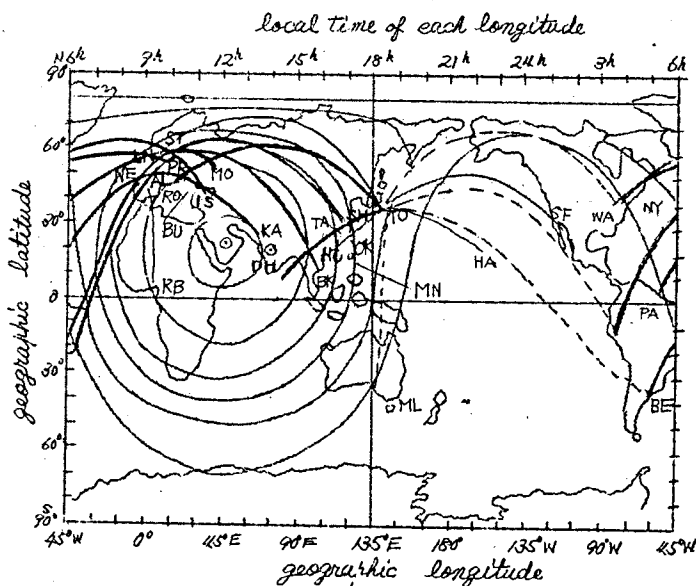
第20図-(a) 1957年7月3日09時00分における f_{min} (f_{min} 推定値)の汎世界的分布。等高線は $M\phi_s$ 毎に表わしてある。(E)は測定可能周波数以下の場合を示す。使用した観測所の位置は点で示してある。又S.S.Pは太陽直下点である。



第20図-(b) 1957年7月3日09時00分における Δf_{min} (f_{min} のSID部分)の汎世界的分布。等高線は各 $M\phi_s$ 毎に表わしてある。使用した観測所の位置は点で示してある。又S.S.Pは太陽直下点である。



第20図 - (C) 1957年7月3日09時00分における太陽天頂角
 度の世界分布、各10度の等高線で示してある。



第20図 - (d) 1957年7月3日09時00分における国際短波回
 線のSWF被害状況
 太線:被害大, 細線:被害小, 実線:SWFなし

3日08時35分平磯で観測している Manila, DZM-28, 14.585 Mc/s は非常に鋭い S-SWF を蒙った。その時国分寺の f_{min} は第19図に示すように SWF と全く類似の f_{min} の異常上昇を観測した。その原因と考えられるフレアー、及び 2980 Mc/s の太陽電波アウトバーストも示してある。この時の S I D の世界分布を調べるために (a) 09時に於ける f_{min} の推定値 $f_{min}^* [f_{min}^*(9h) = \frac{1}{2} (f_{min}(8h) + f_{min}(10h))]$, (b) S I D 部分 $\Delta f_{min} [\Delta f_{min}(9h) = f_{min}(9h) - f_{min}^*(9h)]$, (c) 太陽天頂角 χ , 及び (d) 実用短波回線に起つた SWF の汎世界分布を第20図に示す。使用した電離層観測所の位置及び略号は第四表に列記してある。これより f_{min} の S I D 部分は概して $\cos \frac{3}{4} \chi$ に従っていることが判る。これに対し f_{min}^* の等高線は横に扁平となり、目玉の中心が太陽直下点より南にある。これは前に述べたように $|f_H \cos \theta|$ の影響である。今地磁気緯度を ϕ とすると

$$|f_H \cos \theta| = 2f_{H_0} \sin \phi = 1.4 \sin \phi \text{ ----- (3.21)}$$

但し $f_{H_0} = 0.7$ (Mc) は赤道に於けるチャイロ周波数である。 $A_0 = 5$ とした時の地理的経度 $45^\circ E$ に於ける f_{min} 及び Δf_{min} の推定値

$$f_{min} = 5 \cos \frac{3}{4} \chi - 1.4 \sin \phi \text{ ----- (3.22)}$$

$$\Delta f_{min} = 5 \cos \frac{3}{4} \chi \text{ ----- (3.23)}$$

の緯度分布を第21図に示す。第20図に於いて太陽直下を通る子午線に於ける f_{min}^* 及び Δf_{min} の分布と比較すれば両者はよく一致している。

さて (d) に示した各短波回線は、それが烈しい SWF を受けた時太線で、軽微な SWF の時を細線で示してある。又点線は SWF を受けなかつた回線を表わしている。(b) 図と比較するとよく一致していることが判る。

以上から S I D は日射半球一体に起こり、その度合は輻射線の強さと太陽天頂角に支配されることが判った。ただ極地方の f_{min} は侵入荷電微粒子の影響をより多く受けるので、事情は更に複雑である。極域電離層の電離については後章で詳しく検討されるであろう。

3.4 第三章のとりまとめ

S I D はフレアーの加熱によつて励起されたコロナ濃集の輻射する数 λ の X 線が日射半球の D 層を異常電離する現象である。従つてこれは電離層を媒介として伝播する L F, H F 及び V H F 帯の電磁波に対してさまざまな影響を及ぼすが、特に H F 帯の電波に対しては著しい減衰を与え

る。これはデリンジャー現象 (SWF) と呼ばれているものである。

平磯電波観測所で観測している数回線の短波電界強度にあらわれたSWFの形に就て検討した結果、本質的なSWFの型はS-SWFとslow S-SWFであり、両者の形は主として電離輻射線の時間的変化に依存することが判明した。

インパルス波垂直打上げによる電離層観測網はIGYを迎えて完備された。従つてその要素の汎世界的解析を行えば電離層嵐の世界分布を知ることが出来る f_{min} (最低反射可能周波数) は下部電離層の減衰によつて規定される量であるからその解析によつてSIDの汎世界的分布

を求めることが出来る。81箇所の電離層観測所資料を用いて1957年7月3日08時50分平磯で観測していたManild回線にあらわれたS-SWFの汎世界分布を求めた。その結果 f_{min} は

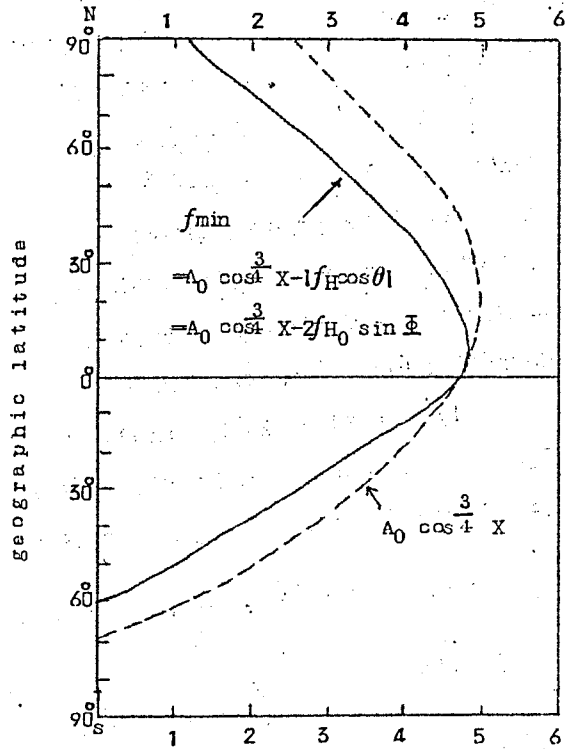
$$f_{min} = 5 \cos^{\frac{3}{4}} \chi - 1.4 \sin \phi \quad \text{----- (3.22)}$$

に従い、太陽天頂角 χ と地磁気緯度 ϕ の函数であるのに対し、 f_{min} のSID部分である Δf_{min} は

$$\Delta f_{min} = 5 \cos^{\frac{3}{4}} \chi \quad \text{----- (3.23)}$$

であり、太陽天頂角のみの函数であることが判つた。これは簡単な仮定の下に行われた理論的考察から予想される。

$$f_{min} = A_0 \cos^{\frac{3}{4}} \chi - 2f_{H_0} \sin \phi \quad \text{----- (3.18)}$$



第21図 地理的経度45°Eにおける $f_{min} = A_0 \cos^{\frac{3}{4}} X - 2f_{H_0} \sin \phi$ と $A_0 \cos^{\frac{3}{4}} X$ の比較 (1957年7月)

$$\Delta f_{\min} = A_0 \left(q^{\frac{1}{4}} - 1 \right) \cos^{\frac{3}{4}} \chi \text{ ----- (3.20)}$$

なる函数型と一致する。

これ等SIDの基礎的な諸性質は、第四章で取扱われる実用回線にあらわれたSWFの諸性質と共に、短波回線の設計或いはその保護の上に重要な知識を与えるであろう。

第IV章 太陽微粒子による極域電離層の異常電離

4.1. 太陽微粒子と極域ブラックアウト

太陽爆発に際して放出せられる荷電微粒子群が、地球上層大気に侵入することによって、地磁気嵐、オーロラ、電離層嵐等一連の擾乱が生起することは古くから着目されていた。単電荷粒子の双極子磁場への侵入の問題は Bikeland (1901)⁽⁴¹⁾ Störmer (1906)⁽⁴²⁾ によって解決され、それはオーロラ及び極磁気嵐の諸性質を極めてよく説明し得た。一方 Chapman 等 (1918, 1927, 1935, 1938)⁽⁴³⁻⁶⁾ は地磁気嵐の汎世界的形態を検討し、地球磁場変化は、地球全体に及ぶ普遍磁気嵐変化と、南北両極地方に源を発する極磁気嵐変化に分解出来ることを示した。Chapman 及び Ferraro (1931-1933)⁽⁴⁷⁾ は普遍磁気嵐変化を太陽から放出される中性微粒子雲と地球磁場の相互作用で説明することを試みた。然し乍ら最近種々の観測事実から超高層大気或いは惑星間空間がプラズマであることが判明してこれら地磁気嵐の理論は革変を要求されている。

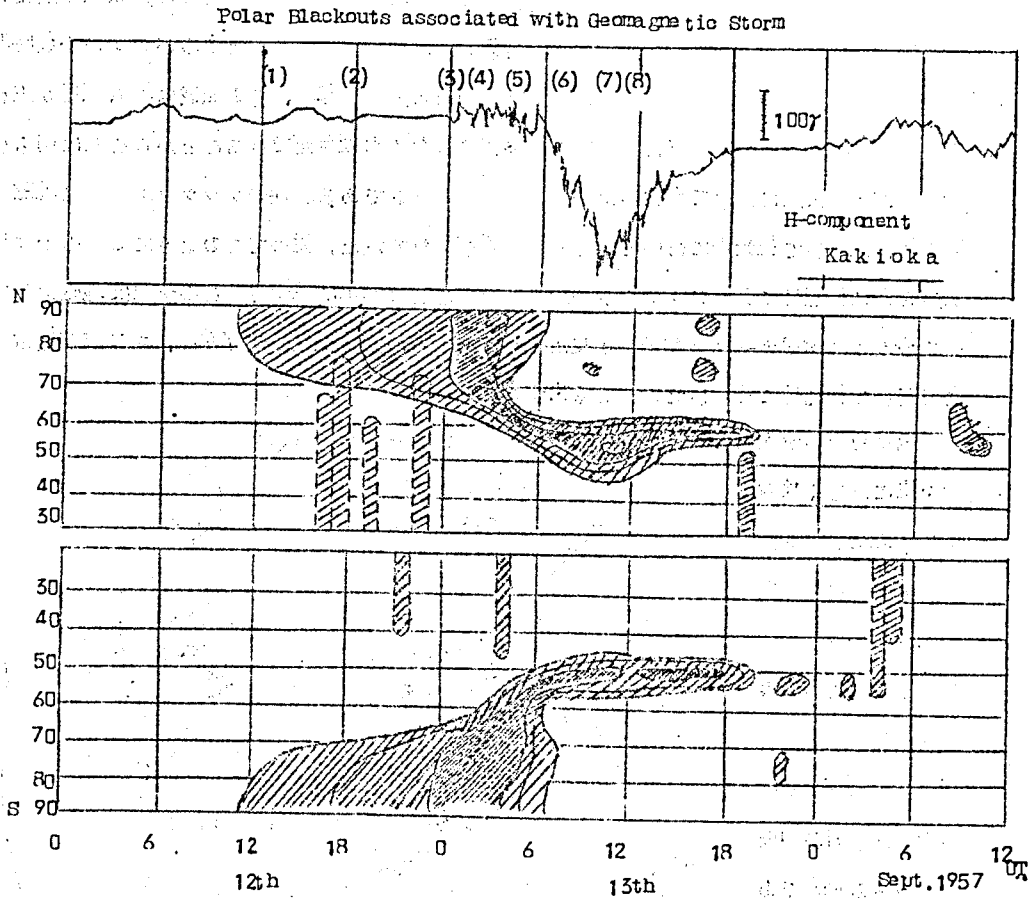
さて極磁気嵐は極光帯に侵入する太陽微粒子による下部電離層の異常電離に帰因するダイナモ電流の変化によって説明されている。従つて若し磁気嵐に伴う極域異常電離の発達過程を捉えることが出来るなら、それは太陽微粒子の地球大気への侵入過程を表現するものであり、ひいては変革を要求されている地磁気嵐の理論に重要な示唆を与えるものとなるであろう。

極域電離層の異常電離はそこを通過する短波或いは超短波帯電磁波の減衰によつて捉えることが出来る。極域短波通信或いは電離層観測用短波はそれによつてしばしば消失する。これを極域ブラックアウト (Polar blackout) と呼ぶ。Agy (1957)⁽⁴⁸⁾ Hope (1956)⁽⁴⁹⁾ Meek (1952, 1957)^(4.10, 11) Piggott 等 (1953, 1959)^(4.12, 13) は極域ブラックアウトの統計的研究を行い、そのあるものは太陽微粒子がスパイラル状に地球大気に侵入することを示唆している。然し乍ら太陽微粒子の侵入過程を単的に物語るものはそのような統計結果ではなく、むしろ個々のブラックアウトの解析である。幸い IGY を迎えて、電離層観測陣は拡張整備されて、 f_{min} 資料による下部電離層の汎世界的解析が可能となつた。次節では先づ IGY 中に起つた典型的な極域ブラックアウトの発達過程を求めて見よう。

4.2 極域ブラックアウトの発達過程

4.2.1 極域ブラックアウトの世界的変化 *

1957年9月13日00h:45mに起つたS_o型の地磁気嵐はIGY中に於ける最大の規模のものであり、嵐の進むにつれて中緯度である日本においてさえ極光が観測された。この時極地方を通る短波回線は烈しいブラックアウトに見舞われたが、世界中に散在する電離層観測所の



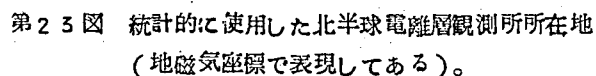
第22図 地磁気嵐の進行に伴う極域ブラックアウトの発達。
縦軸は地磁気緯度、横軸は世界時を表す。又斜線を施した部分は f_{min} の異常上昇領域である。

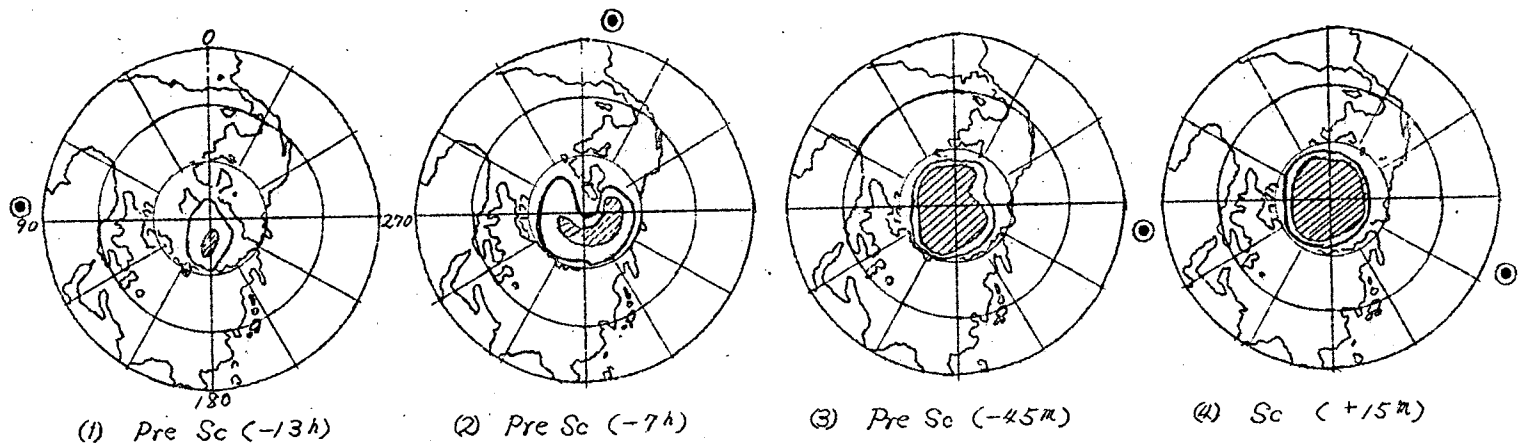
*(4.14) Y. Hakura, Y. Takenoshita and T. Otsuki, Polar Blackouts associated with Severe Geomagnetic Storms on Sept. 13th, 1957 and Feb. 11th, 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, vol. 12, No. 4 (1958)

第22図は磁気嵐に關聯してブラックアウトが如何に進展するかを、 f_{min} の時間的變化で表現したものである。上図は地磁気嵐(柿岡に於ける水平分力)の推移を示し、下図はそれぞれ北半球(アメリカ地域)、南半球(オーストラリア地域)における地磁気緯度毎の f_{min} の變化の過程が示してある。 f_{min} が異常上昇した部分はハツチで明示してある。点線で囲まれた部分はSIDによる異常電離で、これは日射低減度に限られている。ところがS₀の十数時間前から南北両半球極冠帯で極めて明瞭な f_{min} の異常上昇が起り、その領域は地磁気嵐が主相に入ると共に次第に極光帯に移行している。昼夜の別なく両極付近で起ることからこれは明らかに荷電微粒子の侵入によつて發生した極域ブラックアウトである。従来ブラックアウトは地磁気嵐發生後、主として極光帯において起るものと考えられていた。従つてこのようにS₀の十数時間前から既に極冠帯にブラックアウトが起つていることは特筆に値する。この事實は地磁気嵐に伴つて侵入する所謂オーロラ粒子より更に高エネルギーの太陽微粒子が存在し、それ等が地磁気嵐に先行して極冠帯に侵入したことを意味する。

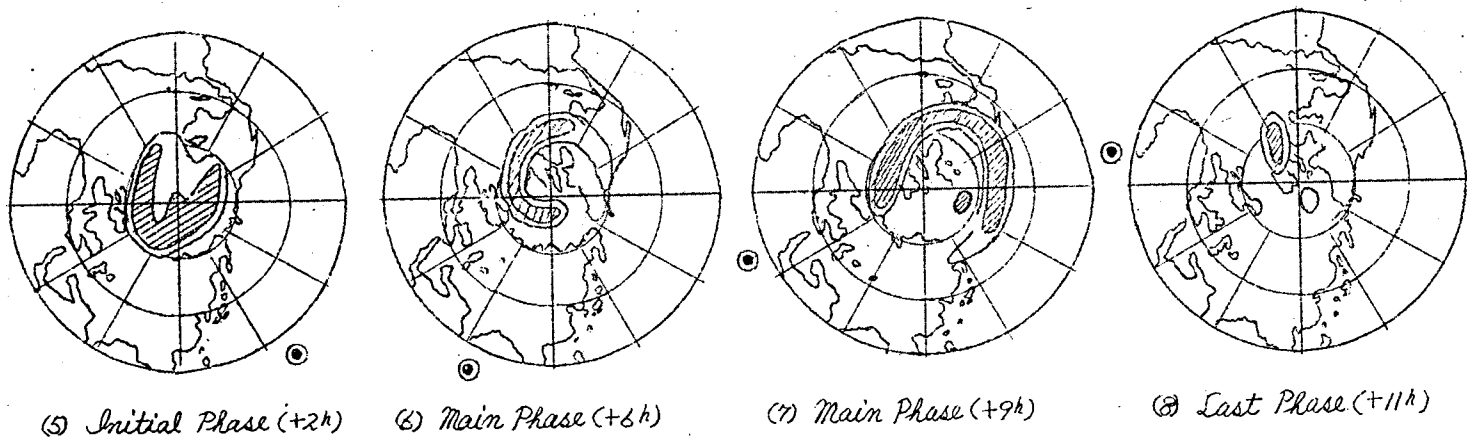
程を更に詳しく検討するためにブラックアウトの発達過程を汎世界的な Δf_{\min} の分布図によつて表現して見よう。但し Δf_{\min} は f_{\min} の静穏日(月の中央値)からの偏差である。即ち

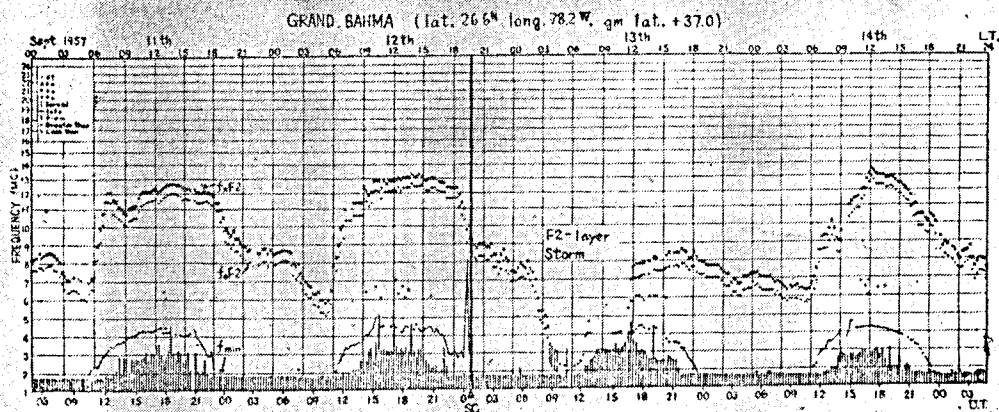
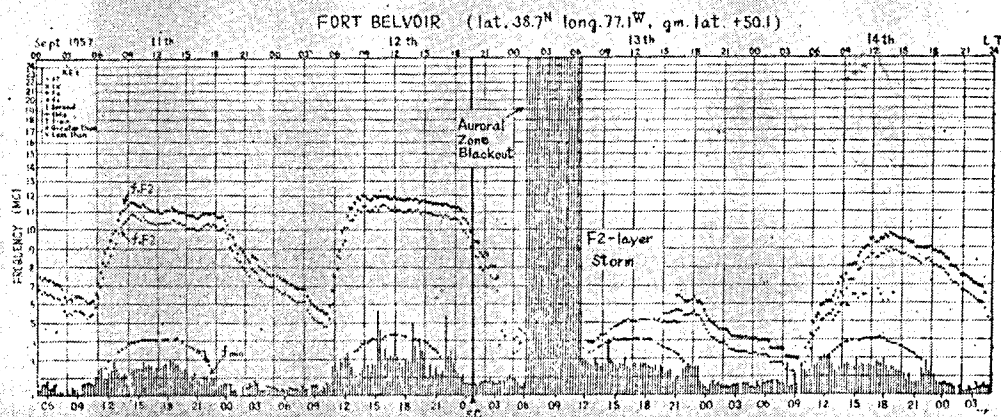
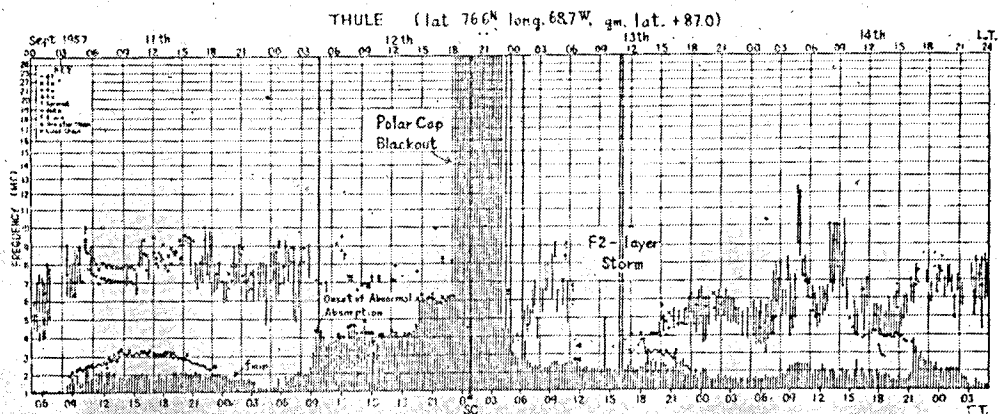
である。使用した観測所の位置及び略号を第 23 図に示す。なお各観測所の緯度





第24図 1957年9月13日の地磁嵐の各過程における Δf_{min} の汎世界的分布 (等高線は 2 Mc/s 毎であり、斜線を施した領域は完全ブラックアウトになったことを示す)。





第25図

1957年9月11~14日間の電離層観測f-plot資料。極冠帯観測所(Thule)ではSより遙か前からfminの異常上昇が起っているが(極冠帯ブラックアウト)、亜極光帯(Fort Belvoir)では地磁気嵐の主相になって始めて異常上昇が起っている(極光帯ブラックアウト)。然し中緯度(Grand Bahma)ではブラックアウトは起らず、 f_0F_2 、 f_xF_2 の劣下(F2層嵐)だけが起っている。

緯度は第4表に纏めてある。地磁気嵐の進行に伴う極域電離層の異常電離発達の模様を磁北極を原点とする極座標で表現したものが第24図である。図中(1)~(8)はそれぞれ第22図に掲げた地磁気嵐の各段階に相当する。等高線は 2 Mc/s 毎に画かれ、ハッチは電離が異常に進んで垂直打上げのエコーが消失した部分(電離層データーでは $f_{\min}=B$ となっている)を示す。

以下ブラックアウトの各段階を簡単に説明する。

(1) 磁気嵐の発生前: (1)~(3)

磁気嵐発生の遙か以前から、明らかに異常電離を受けた領域が出現し、それは次第に範圍を拡大しつつ極冠帯一面を掩う迄に成長する。第25図は9月11日~14日に亘る Thule (地磁気緯度 $+87.0$)、Fort Belvoir ($+50.1$) 及び Grand Bahma ($+37.0$) における f -プロットである。これによると極冠帯に位置する Thule では S_o の約15時間前から既に f_{\min} が異常上昇しているのが見られる。

(2) S_o : (4)

S_o の前後には地磁気緯度 $60 \sim 65^\circ$ 以上の極冠帯が一様に異常電離している。大林及び Jacobs (1957) (4.15) は極地方にしばしば S_o 電流系が形成されることを見出し、それを極冠帯導電性領域の仮定によつて説明している。ここに明らかにされた極冠帯のブラックアウトはその様な導電性領域の存在を実証するものである。

(3) 磁気嵐の初相及び主相: (5)~(7)

地磁気嵐が初相及び主相に入るに従つて、異常電離の領域は次第に低緯度に移行する。嵐が極大に近づくにつれて、その領域は午前側の側にスパイラル状に拡がり、その下限は所謂極光帯及びそれ以南にも及ぶ。第25図において、亜オーラ地域の電離層観測所 Fort Belvoir では磁気嵐が主相に入つた1時~6時(地方時)にかけて完全なブラックアウトが起つているのが見られる。なお中緯度地方にある Grand Bahma ではブラックアウトは生起しない。しかしそこで F_2 層嵐($f_o F_2$ 及び $f_x F_2$ の劣下)が起つているのが明瞭に見られる。

(4) 磁気嵐の終相: (8)

大規模なブラックアウトの展開は終相に入るとともになくなり、異常電離の領域は再び極冠帯に限られ、嵐の経過とともに次第に消滅する。

以上極域ブラックアウトの発達過程が明らかにされたが、ここに重要なことは、極めて対照的な二つのブラックアウトの型が存在することである。その一つは地磁気嵐の発生以前から地磁気緯度 $60^\circ \sim 65^\circ$ 以上の極冠帯に存在するもので、これを極冠帯ブラックアウト(Polar

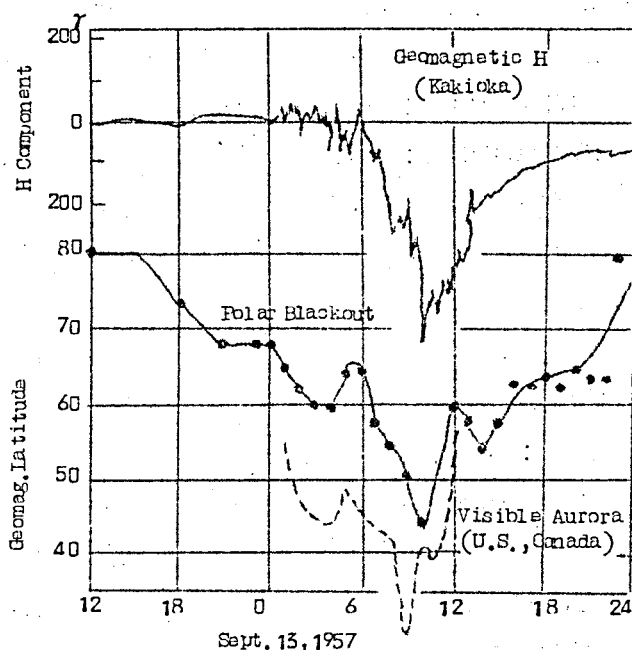
Cap Blackout)と呼ぶ。極冠帯ブラックアウトは従来知られなかつた特殊な現象であるから、本章の主題として取上げることとする。

今一つのブラックアウトは地磁気嵐の進行に伴って極光帯において展開するもので、「極光帯ブラックアウト(Auroral Zone Blackout)」と呼ばれる。

極光帯ブラックアウトの特長はその領域が地磁気嵐の主相に著しく南下することである。第26図はブラックアウトと北アメリカゾーンの可視オーロラ(P. Millmanによる)の南限界を柿岡の地磁気水平成分と比較したものである。

オーロラとブラックアウトの南限界が平行していることは注目に値する。両者が約 10° 相違するのはオーロラが水平線とされるのに対し、ブラックアウトは異常電離直下の

垂直打上げ電離層観測によつて探知されるからである。更に極光帯の南下が地磁気嵐のDst 磁場に比例して変化していることも一見明らかである。太陽微粒子は地球磁場に沿つて入つてくると考えられるから、このように南限界が低下することは嵐に伴つて地球磁場が歪曲されていることを暗示する。この点については次章で詳しく論ずるであろう。



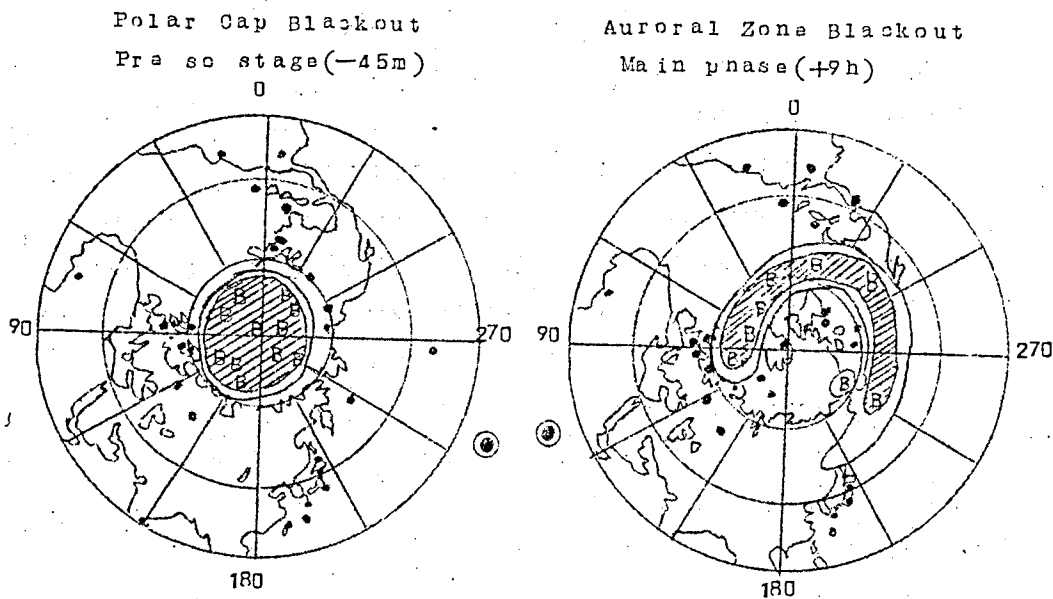
第26図 極域ブラックアウトと可視オーロラの南限界 (1957年9月13日に起つた地磁気嵐の場合)

4.2 極冠帯ブラックアウトと極光帯ブラックアウト

前節の解析によつて、極域電離層の異常電離には二種類の典型的な型があることが判つた。即ちそれは極冠帯ブラックアウトと極光帯ブラックアウトである。前者は地磁気嵐の発生する遙か以前から、地磁気緯度 $60^{\circ} \sim 65^{\circ}$ 以上の極冠帯において発達する。それは後に示すようにフレア

一 (type IV のアウトバーストを伴う) に関聯して起り、顕著な地磁気擾乱と關係しない。これに対して後者は地磁気嵐が主相に入るに従つて、主として極光帯で展開するもので、その領域が著しく南下することによつて特徴づけられる。

これと類似の事実が、IGY中、北極地方でのVHF帯宇宙雑音の測定においても発見された。Reid 及びCollins(1959)^(4,16) は宇宙雑音の異常減衰にSCNA (第I種減衰) と異質な二つの型があることを指摘している。その一つは特に大きなフレアーに関聯して起り、地磁気擾乱と關係がなく高緯度地方にだけ起り、その度合は日中において著しい。この現象は第III種 (又は高緯度型) 減衰と呼ばれ、本質的に我々の極冠帯ブラックアウトと同じものであると考えられる。他は主として夜間、極光帯において起る現象で、その生起はオーロラの出現、地磁気擾乱と關係が深い。第II種 (極光型) 減衰と呼ばれるこの現象は極光帯ブラックアウトに相当するものである。



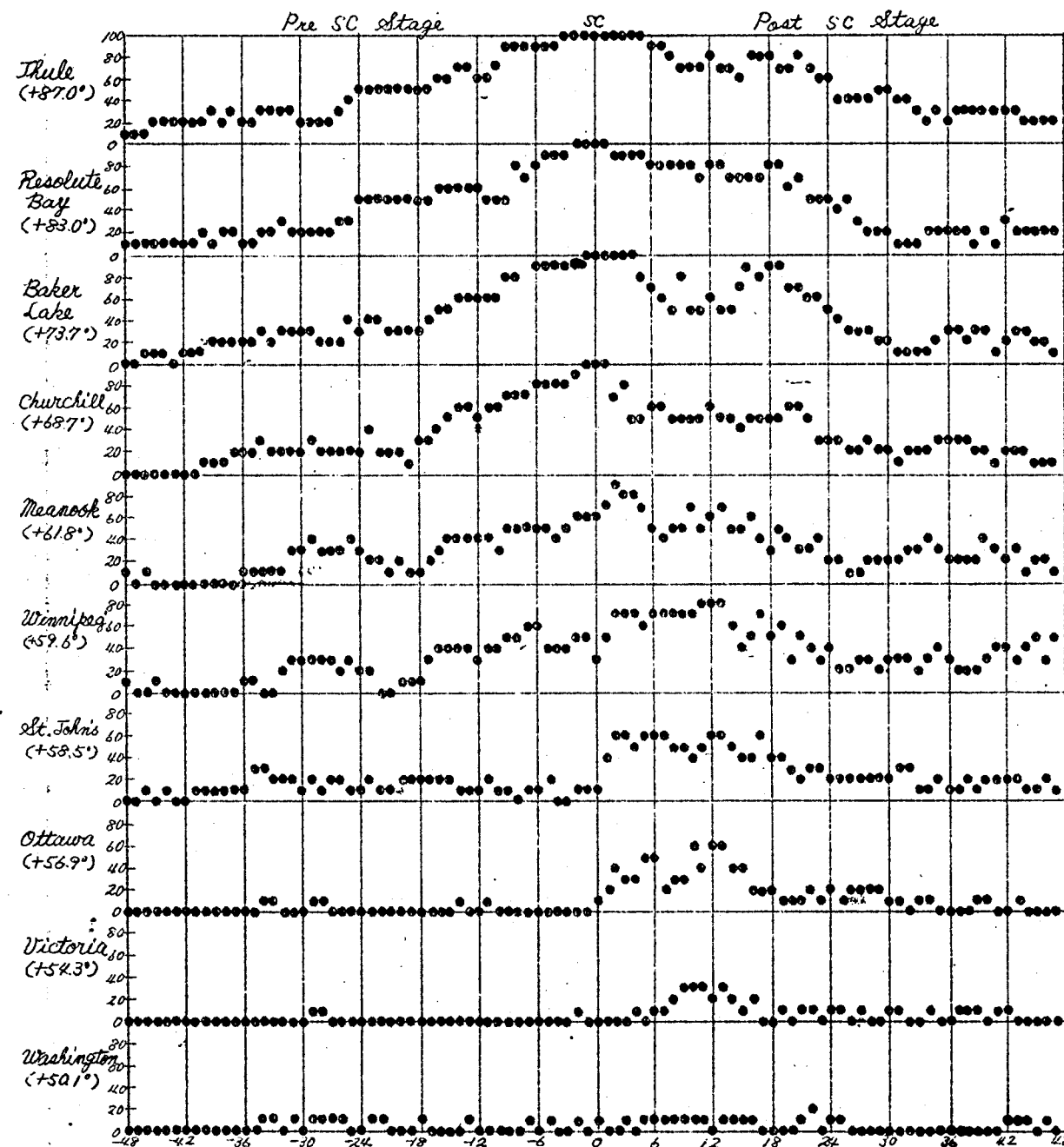
第27図 極冠帯ブラックアウトと極光帯ブラックアウトの典型的パターン (1957年9月13日に起つた地磁気嵐の場合)

極冠帯及び極光帯ブラックアウトの典型的パターンは第27図に示す如く1957年9月12～13日の擾乱において見出されたが、本項においては更に統計的处理によつて、両者の諸性質を考察する。後に述べるように、IGY中に18個の極冠帯ブラックアウトを伴う地磁嵐が確認されたが、ここではSc間の間隔が充分離れている次の10個を選定した。

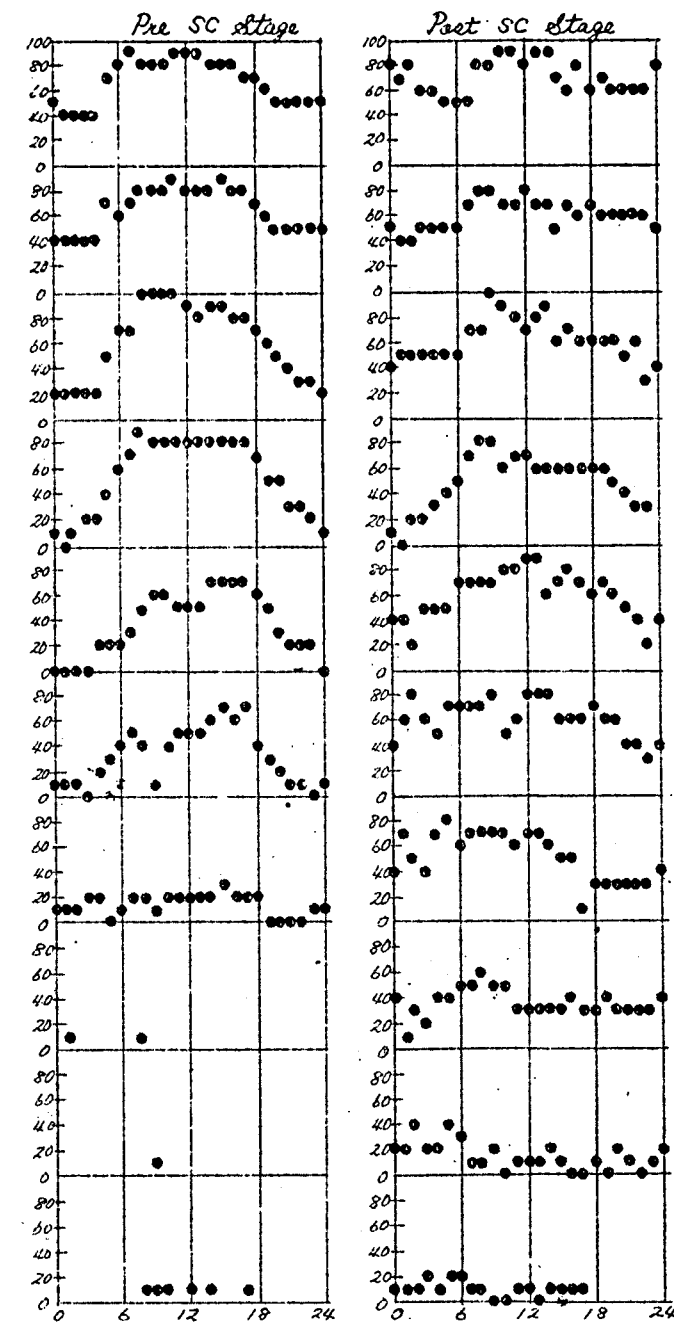
1957	Jul.	5	00:42
	Aug.	29	19:20
	Sept.	13	00:46
	Sept.	22	13:45
	Oct.	21	22:41
1958	Feb.	11	01:25
	Jul.	8	07:48
	Aug.	17	06:22
	Aug.	24	01:40
	Aug.	27	03:03

第28図は北アメリカ地域の10観測所、TH, RE, BK, CO, ME, WI, ST, OT, VI, WS, (その位置は第四表参照)におけるブラックアウトの生起頻度をStorm time及びLocal timeについて示したものである。第28図(a)はScを0時としてその前後48時間の各時間にブラックアウト(この場合 $f_{min} \geq 4 Mc$ を採用)が何パーセント起つたかを示してある。極冠帯各観測所ではScのかなり前からブラックアウトが起つているが、極光帯ではむしろScのあとで顕著なブラックアウトがある。一方第28図(b)はScの前後におけるブラックアウトの日変化を示す。左図は各地磁嵐のSc前24時間を採用し、ブラックアウト生起確率をLocal timeについて求めたものである。一方右図では各Sc後48時間以内で地磁気kpインデックスが5より大きい($Kp \geq 5$)時間を採用して、同様の操作を行つた。従つて両者はそれぞれ極冠帯ブラックアウト及び極光帯ブラックアウトの日変化を表わすものと云える。これ等の結果を纏めたものが第29図である。(a)図は平均Kp-インデックス \bar{Kp} のStorm time変化で0時から+36時にかけて烈しい地磁気の擾乱が起つていることを示している。なお柿岡における平均水平成分は $\Delta H = 150 \gamma$ である。(b)図はブラックアウトの緯度による変化をStorm timeについて求めたもので、20%毎の等高線で表現し、60%以上ブラックアウトの起つた領域はハッチで示してある。磁嵐の1日前から明瞭なブラックアウトが極冠帯にあらわれ、その領域は磁嵐の主相において極光帯に迄南下しているのが見られる。第22図

(a) Storm Time Variation of Polar Blackout



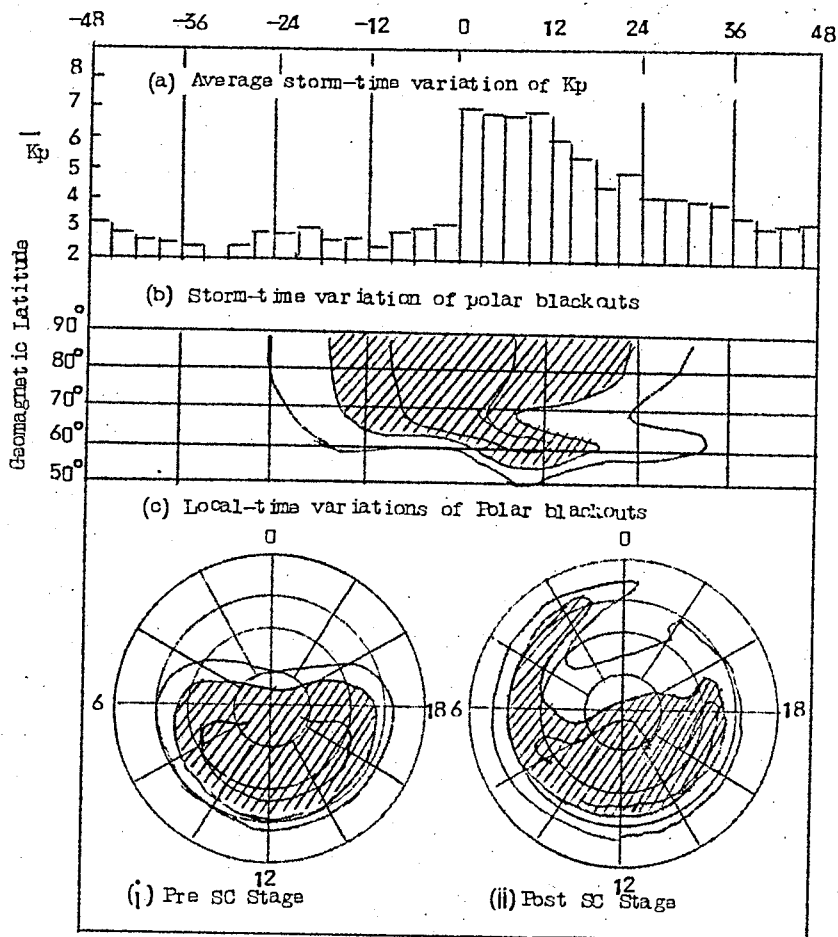
(b) Local Time Variation of Polar Blackout



第28図 北半球アメリカ地域の10観測所における極域ブラックアウトの発生頻度(%)

(a) Storm-time variation

(b) Local-time variation



第29図 極域ブラックアウトの統計的パターン

- (a) 地磁気 Kp インデックスの平均的な storm-time 変化
 (b) 地磁気緯度に関するブラックアウト生起頻度(%)の storm-time 変化
 (c) SC の前後におけるブラックアウト生起頻度の local-time 変化

と比較すれば両者の変化は極めて類似していることが判る。

次に(c)図はS_oの前後におけるブラックアウト生起頻度の日変化を極座標で表現したもので、第27図に示した極冠帯及びブラックアウトのDs (Disturbance local-time irregularity)を日変化で置換えたものである。(b)図と同じく、60%以上ブラックアウトの起っている領域にハッチを施してある。第27図の極冠帯ブラックアウトは極冠帯において一様に起っているのに対し、統計では太陽天頂角に支配される明らかな日変化が見られることは注目に値する。これは宇宙雑音の第Ⅲ種減衰に現われる日変化と一致する。 f_{min} は異常電離を非常に鋭敏に検出するので、第27図の場合が地磁気嵐発生前の太陽微粒子侵入の範囲であろう。統計にあらわれた日変化は地球大気にその原因があると考えられる。Chapman 及び Little (1957)^(4.17)によれば太陽微粒子の侵入によって生成された電子の大部分は夜間他の中性分子又は原子に付着することによって負イオンを形成する。然しそれ等の電子は日の出と共にPhoto-detachment によって再び遊離するため、このような日変化が生ずるのである。

次に地磁気嵐発起後のブラックアウトの統計的パターンでは、午前側の側に著しいブラックアウト領域の南下が見られ、第27図に示した極光帯ブラックアウトがその典型であることが判る。只後述するように極冠帯ブラックアウトがS_o後もかなり長く続く場合もあるので、それが極光帯ブラックアウトと重畳していて両者を分離することは困難である。

4.3 極冠帯ブラックアウトの諸特性

4.3.1 極冠帯ブラックアウトとtype IV アウトバースト*

極域ブラックアウトの発達過程の解析によつて、地磁気嵐に先行して発生する極冠帯ブラックアウトが見出された。これが決して偶発的なものでないことはIGY中に18回同種のブラックアウトが存在することから明らかである。ブラックアウトは太陽微粒子によつて惹起されると考えられるから、この現象は地磁気嵐生起に関与するオーロラ粒子よりも遙かに高エネルギーの太陽微粒子の存在を示すものである。そのような高エネルギー粒子を生成する太陽爆発は如何なる特殊性を持っているであろうか？

* (4.18) Y. Hakura and T. Goh, Pre-SC Polar Cap Blackout and Type IV Solar Radio Outburst, J. Radio Res. Lab., vol. 6, No. 28 (1959)

新野(1958)(4・19)によれば4.2に例示した擾乱は9月11日03時に起つたフレアーによつて生起された。それは第6図(a)に示すようにtype IV のアウトバーストを伴っている。又第II章において1956年2月23日、1958年2月9日、及び1959年7月14日に起つたtype IV のアウトバーストのあとで極冠帯ブラックアウトが起つていることを注意しておいた。type IV のアウトバーストは黒点磁場を凍結したプラズマ雲の存在を示す。そのような雲中では磁気乱子によつてFermi 加速が行なわれて高速の陽子が生成されるであろう。この高速陽子は磁場の容器に保存されながら、次々と磁気雲を飛出し地球大気に侵入し、そのあるものは極冠帯の電離を増大せしめて、極冠帯ブラックアウトを生起すると考えられる。もしこのような考えが正しいなら、極冠帯ブラックアウトとtype IV のアウトバーストの対応は統計的にも証明されなければならぬ。この予想を実証するために、附録の表中、太陽爆発及び地球嵐を用いてIGY中の統計を行つて見よう。表の諸現象の撰定には次の規準を用いた。

(1) SC型地磁気嵐

Journal of Geophysical Research において15以上の観測所S.S.C.-type と認めている地磁気嵐を採用した。嵐の大きさを表わすのに柿岡地磁気観測所(地磁気緯度 $+26.0^{\circ}$)の ΔH (in γ)を用いた。但し柿岡で 30γ 以下の嵐は除外した。

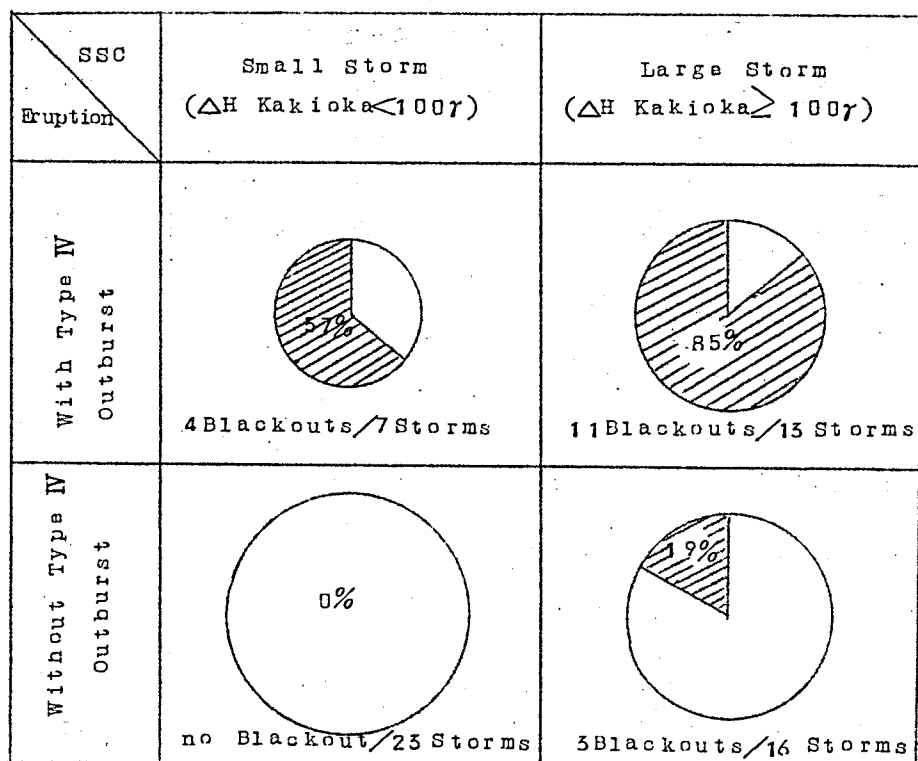
(2) 極冠帯ブラックアウト

北半球の20個の極域電離層観測所TH, RE, FL, GH, LG, BK, NR, TI, RY, CC, PO, TS, KR, FA, DX, LY, ME, AN, IN, WI(その位置は第4表参照)の f_{min} 資料を用い、極冠帯の f_{min} が一様にBとなつたものを極冠帯ブラックアウトとして採用した。Leinbach 及び Reid(1959)(420, 21)はこれと独立にIGY中のVHF帯宇宙雑音の第III種減衰を撰定している。これは本質的に極冠帯ブラックアウトと同じ現象と考えられるので、それ等も表に採用した。Start time は最初にBとなつた観測所(括弧で示す)のものである。

(3) type IV のアウトバースト

第II章に述べた規準により撰択した。

さて表によるとIGY中にSC型地磁気嵐は59回起つている。それ等を ΔH が 100γ より大きいか、小さいか、について二つのグループに分け、更にそれ等がtype IV のアウトバーストを伴うフレアーによつて起されたか否かで二つに分類する。そしてそれぞれの磁気嵐に先行して極冠帯ブラックアウトの惹起したパーセンテージを第30図に示す。それぞれの円の面積は地磁気嵐の数に、又ハッチを施した部分は極冠帯ブラックアウトの数に比例する。type IV のアウトバーストを伴う爆発によつて起つた100 γ



第30図 地磁気嵐の大小とtype IV のアウトバーストの有無による極冠帯ブラックアウト発生頻度の差違。それぞれの円の面積は地磁気嵐の回数であり、斜線を施した部分の面積は極冠帯ブラックアウトに先行された場合を示す。

以上の地磁気嵐では85%、100 γ 以下の場合でも57%極冠帯ブラックアウトが生起している。これに対してtype IV のアウトバーストを伴わない場合には、大きな地磁気嵐の時でも僅か19%に過ぎず、小さな磁気嵐では全くブラックアウトは起っていない。

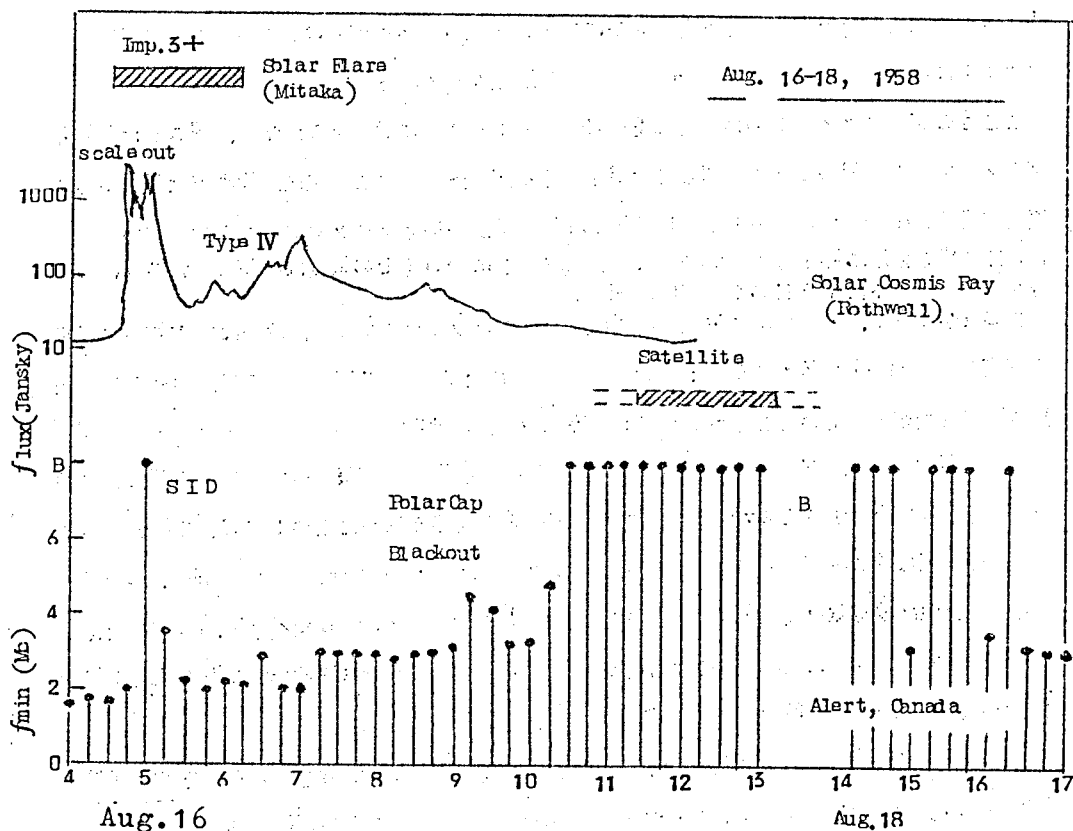
以上から極冠帯ブラックアウトの生起する条件は磁気嵐が大きいことよりもむしろtype IV のアウトバーストの存在にあることが判る。このことは磁気嵐を生起する荷電粒子雲の規模(地球から見た)よりも、むしろそれが磁気雲であると言う質がより重要であることを物語っている。更に神谷及び和田(1959)(422) は宇宙線のForbusch型減少が地磁気嵐よりもtype IV のアウトバーストの存在とより密接な関係にあることを統計的に示した。この事実も又Forbusch減少に関与する磁場を凍結した荷電粒子雲と、地磁気嵐のみを起す磁場を持た

ない荷電粒子雲が存在することを示している。

4.3.2 極冠帯異常電離を起す太陽微粒子

極冠帯ブラックアウトは type IV のアウトバーストを伴う特殊なフレアーに随伴して起る。それはフレアーに際して放出される荷電磁気雲中に生成された高エネルギー粒子が極冠帯の電離層を異常電離することによって説明される。そのような高エネルギー粒子の存在することは IGY I G C を通じて数度、気球及び人工衛星による宇宙観測によって、確認されている。先ずその一例を示そう。

1958年8月16日4時 type IV のアウトバーストを伴う巨大なフレアー（重要度3+）が観測された。その際まさしく高速太陽微粒子が生成され、種々の測定機で捉えられた。第31



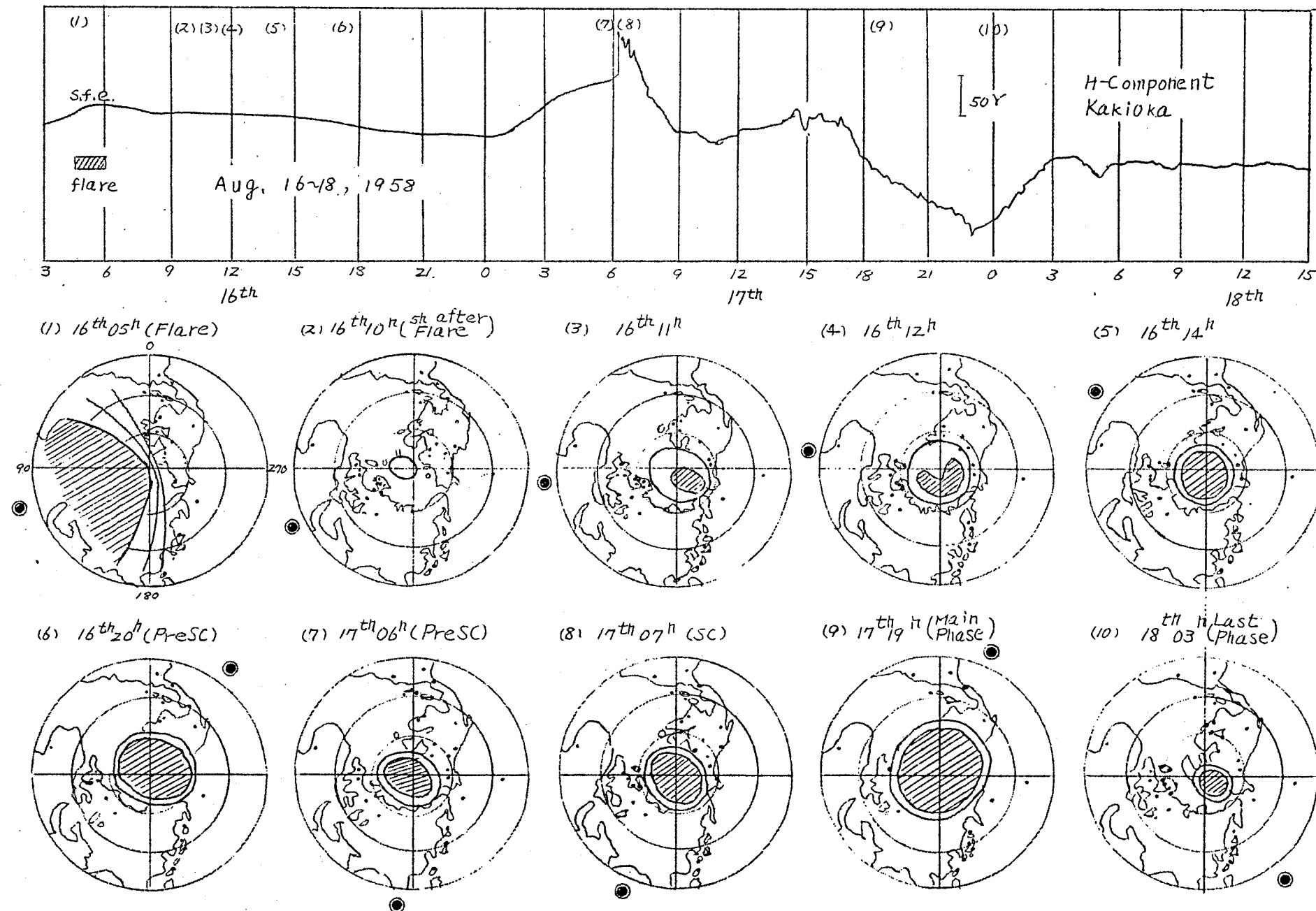
第31図 1958年8月16日、type IV のアウトバーストの生起直後人工衛星によって捉えられた太陽宇宙線と、Alert の f_{min} にあらわれた極冠帯ブラックアウト（SID の約四時間後から起っている）。

図はそれ等が地球大気に侵入した模様を説明している。図中最下段は Alert (地磁気緯度 +85.0) で観測された f_{min} のフレア前後における変化を示す。先づ 200 Mc/s のアウトバーストの第1部分と時を同じくして f_{min} の異常上昇が起っている。これはフレアに際して輻射された X 線によつて生じた S I D である (この時の S I D 効果が 50 Mc/s に達ぶ烈しいものであつたことは既に第 1.2 図において説明した)。S I D は約 3.0 分で回復するがほぼ 4 時間後より再び f_{min} の異常上昇が起り、10 時 30 分から完全なブラックアウトが始まり、その状態は 18 日の 16 時前後迄続いている。この時高緯度 (地磁気緯度約 60° 以上)、低高度 (270 ~ 650 Km) を飛んでいた人工衛星 (the Explorer IV satellite 1958 epsilon) が 4 回に亘り、軟宇宙線の異常上昇を検出した。Rothwell 及び McIlwain (1959) (4.23) はこれが Van Allen 帯のものではなく、フレアに際して生成された太陽微粒子であることを明らかにした。陽子のエネルギーは 30 ~ 100 MeV、フラックスは約 200 protons/cm².sec と推定されている。

この時のブラックアウトの発達過程を検討すると第 3.2 図に示すようになり、明らかに極冠帯ブラックアウトが起っている。即ち日射半球一帯を掩つた S I D の回復後、極地方に異常電離の領域が発達し始め、フレアの 10 時間後には極冠帯が一様にブラックアウトを受けている。17 日 6 時 22 分に起つた S_c 型地磁気嵐が発達するにつれてその領域は南下しているが、極冠帯ブラックアウトは 18 日の 16 時頃迄続いている。

このほか I G Y、I G C 中に生じた何回かの極冠帯ブラックアウト、或いは宇宙雑音の第 III 種減衰 (Leinbach 等 1959; Hultqvist 等 1959 (4.24)) の際、同様の軟宇宙線の異常増加が起っていることを Freier 等 (1959) (4.25) Anderson 等 (1959) (4.26) Brown 等 (1959) (4.27) Ney 等 (1957, 1959) (4.28) が報告している (次項第 5 表参照)。それ等を総合すると type IV のアウトバーストを伴う爆発によつて生成さる陽子のエネルギーの上限は普通数百 MeV であり、そのフラックスは ~ 10² protons/cm².sec である。この値は地磁気嵐を生起する荷電微粒子雲の 10⁹⁻¹² particles/cm².sec (大林 1958 (4.29)) に較べて遙かに小さい。従つてこれ等の陽子は汎世界的な地磁気嵐を起すことなく、Störmer 軌道をとつて地球に侵入する。

次に極冠帯ブラックアウトに関与する異常電離領域の高さについて考えて見る。それは地磁気擾乱を生起しないことから、ダイナモシートより低い領域であることが期待される。Seddon (1958) (4.30) に依れば 1957 年 7 月 4 日 18 時 16 分 (U.T.)、Churchill で打上げられたロケットは 6.5 km 付近の電子密度が ~ 10⁵ 程度に異常上昇しているのを観測した。第 5 表を参照すれば判るようにこれは極冠帯ブラックアウトの異常電離である。Bailey



第32図 1958年8月16日に起ったフレアに伴う、SID、極冠帯ブラックアウト及び地磁気嵐
(等高線は5mG毎であり、斜線を施した部分はfminがBとなった領域を示す)

(1959) (4.31) によれば65 kmの大気に侵入する陽子のエネルギーは約10 MeVである。これ等の値から次のような簡単な推定を行うと異常電離に關与する陽子のフラックスは $J \sim 10^2$ (/cm² .sec) であることが判る。

陽子のエネルギーを E (eV) フラックスを J (proton/cm² .sec) 電子1個を作るに要するエネルギーを E_e (eV)、異常電離領域の突効巾を d (cm) とすれば電子生成率: I (electron/cm³ .sec) は $I = J \frac{E}{E_e} \frac{1}{d}$ である。又再結合係数を α 、電子密度を N_D とすれば、平衡状態 $I = \alpha N_D^2$ を考えて

$$J = \alpha N_D^2 d \frac{E_e}{E} \quad \text{----- (4.2)}$$

である。

従つて今 $\alpha \sim 10^{-8}$, $N \sim 10^5$, $E \sim 10^7$, $E_e \sim 10^2$, $d \sim 10^5$ とすれば $J \sim 10^2$ である。

これは先に述べた軟宇宙線と同程度である。又高さ50 km以下になると f_{min} (数Mc/s) 及び宇宙雑音測定周波数 (約30 Mc/s) に比べて、衝突周波数 ν が卓越し、減衰量は $1/\nu$ に比例するようになる。従つて減衰に關与する度合は40 MeV付近から減少し、ブラックアウトを起す陽子のエネルギーの上限は高高100 MeVである。極冠帯ブラックアウトに南限界が存在することは、このように減衰に關与する陽子エネルギーに上限があるためと考えられる。限界以上の粒子は大気中深く侵入し、気球観測によつて軟宇宙線として捉えられることになる。

以上から type IV のアウトバーストを伴うフレアーによつて、上限数百 MeV の高エネルギー陽子が生成され、その中10~100 MeV付近の陽子は極冠帯電離層の異常電離を起すことが判る。そしてそのフラックスは 10^2 /cm² .sec 程度であり、従つて汎世界的な地磁気嵐を起し得ない。又異常電離は普通ダイナモートより低い処に形成されるので、極磁気嵐をも生起しない。

4.3.3 極冠帯ブラックアウトの生起時間

極冠帯ブラックアウトは一般に type IV のアウトバーストを伴うフレアーに随伴して起る。それは強い黒点磁場を凍結した荷電粒子雲中で生成される10~100 MeVの陽子群が極冠帯の下部電離層を異常電離する現象である。もし type IV のアウトバーストの輻射に關与する高速電子の発生と同じ頃から、この高エネルギー陽子の生成が始まり、それが直進して地球に到達するとすれば、その所要時間は数十分であるから極冠帯ブラックアウトは常にフレアーの1~

第 5 表

Solar Event				Out- burst	SWF		Solar High Energy Particle						Geomagnetic		ΔT_m	ΔT_b
Flare			Polar Cap Blackout				Type III Absorption		Other Information	Storm						
Start	Imp.	Position	Start		Imp.	Start	Dur.	Start		Dur.	Start	ΔH				
1957 July. 03	h m 08:30	2+	09 ^N 42 ^W	type IV	h m 08:30	3	rd h m 03 08:45	h 52	h m h 11:00 46		th h m 05 00:42	155	h 40	h 1/4		
July. 24	18:16	3	24 ^S 22 ^W	IV	17:59	3-	24		20:15	11		27 19:59	52	74	2	
Aug. 28	09:13	3+	30 ^S 35 ^E	IV	09:17	3	29 05:00	41	13:00	77		29 19:20	143	34	20	
Aug. 31	12:57	3-	25 ^N 02 ^W	IV	13:03	3+	uncertain					Sep 02 03:14	200	38	-	
Sep. 02	12:57	1+	11 ^N 26 ^W	IV	12:57	2-	02		21:00	32		04 13:00	289	48	8	
Sep. 11	02:43	3	11 ^N 03 ^W	IV	02:44	2	12 09:30 (23:15)	19				13 00:46	486	46	31	
Sep. 21	13:40	3	10 ^N 08 ^W	continuum	13:30	3-	21 21:15	47	19:30	31		22 13:45	240	24	8	
Sep. 26	19:07	3	26 ^N 15 ^E	continuum	19:25	2+	26		23:15	29		29 00:16	311	46	4	
Oct. 20	16:37	3+	25 ^S 45 ^W	IV	16:39	3+	21 11:30	32	07:00	13		21 22:41	90	30	14	
1958 Feb. 09	21:08	2	13 ^S 14 ^W	IV	21:24	1	10 12:00 (24:00)	34				11 01:25	617	28	15	
Mar. 23	09:50	3+	14 ^S 77 ^E	IV	09:53	3	25 03:00	96	22:30	96	Balloon(a)	25 15:40	54	54	41	

June 05 16:58	2+	21 ^S 70 ^E	IV	16:20	3	06 13:45	11					07 00:46	144	32	21
July 07 00:39	3+	24 ^N 09 ^W	IV	00:25	3	07 05:15	88	01:30	78	Balloon(b)		08 07:48	472	31	1
July 29 03:03	3	14 ^S 43 ^W	IV	03:00	3+	29		04:05	30			31 15:32	50	60	1
Aug. 16 04:32	3+	14 ^S 53 ^W	IV	04:35	3+	16 11:00	53	06:00	56	Satellite (c)		17 06:22	198	26	1 $\frac{1}{2}$
Aug. 22 14:17	3	18 ^N 09 ^W	IV	14:35	3+	22 15:30	76	17:00	80	Satellite (c) Balloon(d)		24 01:40	120	35	1 $\frac{1}{4}$
Aug. 26 00:05	3	20 ^N 54 ^W	IV	00:10	3+	26 02:15	49	01:00	71	Satellite (c)		27 03:03	135	27	1
Sep. -	-	-	-	-	-	22 17:30	55	14:30	68	-		25 04:08	225	-	-
1959 May 10 20:55	3+	25 ^N 47 ^E	IV	20:56	3+	11 01:30	168	01:30	190	Balloon(e)		11 23:29	167	27	4 $\frac{1}{2}$
July 10 02:10	3+	22 ^N 70 ^E	IV	02:08	3+	10		07:00	90	Balloon(b)		11 16:25	188	38	5
July 14 03:42	3+	16 ^N 07 ^E	IV	03:28	3+	14		07:00	51	Balloon(b)		15 08:02	533	28	3 $\frac{1}{5}$
July 16 21:15	3+	08 ^N 26 ^W	IV	21:17	3+	16		22:50	54	Balloon(b)		17 16:36	330	19	1 $\frac{1}{2}$

(a) Freier et al(1959) (b) Brown et al(1959) (c) Rothwell and McIlwain(1959)

(d) Anderson et al(1959) (e) Ney et al(1959)

2 時間後から惹起する筈である。然し乍らフレアーとブラックアウト生起の時間差は数時間、時として20数時間に及ぶ場合もある。この事実は惑星間空間が磁場を持つプラズマ 満たされていて10~100 MeV 程度の陽子はかなりの散乱を受け乍ら地球に到達することを想像させる。以下この点に関して簡単な考察を行なう。

第5表はIGY, IGO (1957年~1959年12月) に生起した極冠帯ブラックアウト (及び第Ⅲ種減衰) とそれに関係するフレアー、アウトバースト、SID及び地磁気嵐を経めたものである。これから先づ極冠帯ブラックアウトはフレアーの平均9時間後に地磁気嵐を28時間先行して起り、その継続時間は53時間であることが判る。次にフレアーの起つた太陽面上の位置と極冠帯ブラックアウト及び地磁気嵐の関係を求めて見よう。第33図で縦軸はフレアーを起点とした経過時間、横軸は太陽面経度である。実線はブラックアウトの起っている時間であり、四段階に分けた丸印は地磁気嵐の大きさと発生時間を示す。これから判るように、地磁気嵐の発生時間はフレアーの起つた経度に関係しないが、極冠帯ブラックアウトのそれは太陽の西側でフレアーが起つた場合に著しく早い。これに対して地磁気嵐の大きさは中央程大きい。但しその極大は2.1で指摘したようにやや西側に寄っている。以上の事柄を数量的に表わすため、フレアー・ブラックアウト及び地磁気嵐との時間差をそれぞれ ΔT_b , ΔT_m で表わし、それ等と地磁気嵐の大きさ ΔH の平均値が太陽が東側、中央、西側で如何に異なるかを調べて見ると第6表の如くなる。

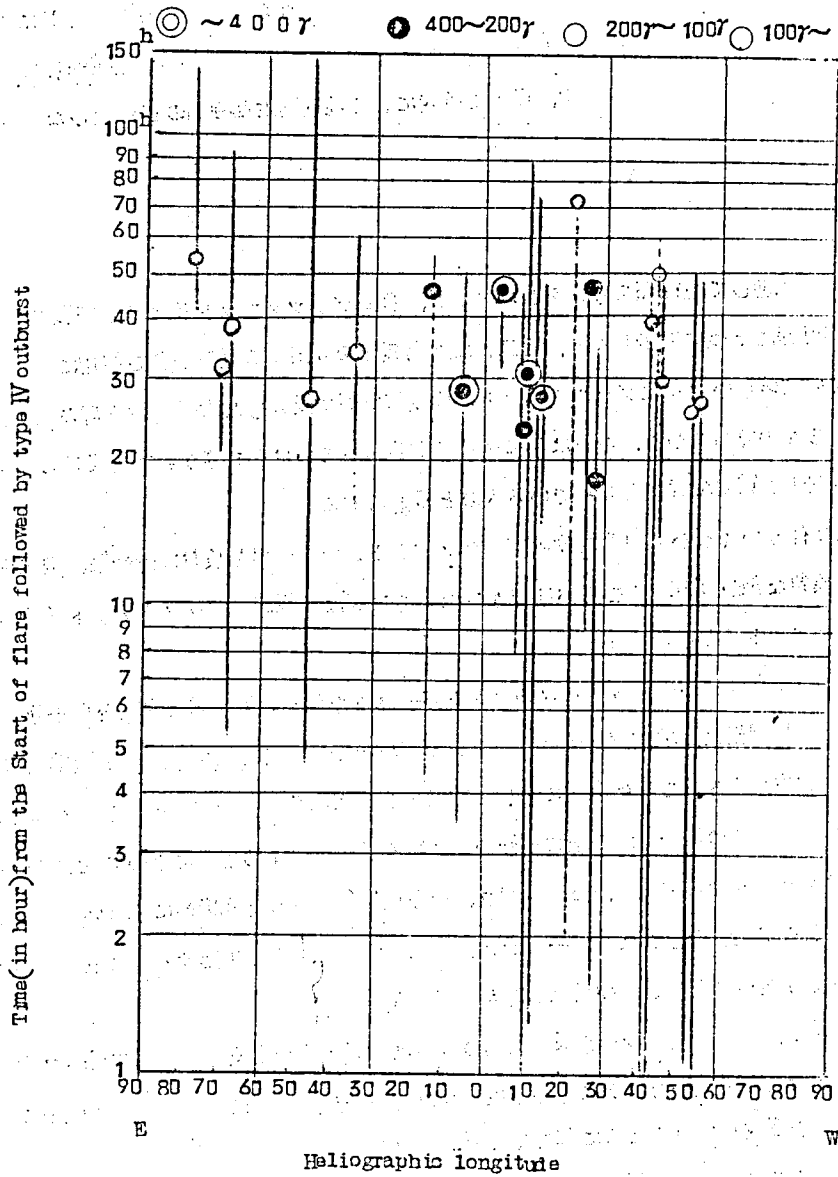
Chapman(1929) (432) は荷電微粒子流が太陽面の半径方向に放出せられる場合の運動を計算し、それが太陽の自転速度と、放出速度によつて定まる曲線を書いてたなくことを示した。又 Bireman(1957) (433) は彗星の尾の運動から、荷電微粒子の定

第 6 表

Position Charact.	East (90°E~30°E)	Centre (30°E~30°W)	West (30°W~90°W)	Whole surface
T _b	18.3 h	7.5 h	3.6 h	9.2 h
T _m	37 h	38 h	37 h	37 h
ΔH	139 γ	345 γ	106 γ	234 γ

常流が絶えず太陽面から流出していることを指摘した。このsolar windを形成するものは導電性プラズマであるから、その中に太陽の磁場を凍結していると考えられる。そしてその磁場はChapmanの考えた荷電微粒子流と同じ方向に曲っているであろう。太陽付近で生成された10~100 MeV 程度の高エネルギー陽子はその磁場の流れの方向に沿つて最も早く到達する

Magnitude of geomagnetic storm (Kakioka)



第33図 フレーアの起つた太陽面経度と極冠帯ブラックアウト生起時間の関係地磁嵐の発生時間及びその大きさも示してある。

と考えれば、 ΔT_b の極小が西側によつてゐることが説明される。高エネルギー陽子のフラックスは前項で述べたように $10^2 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ であるからその密度は $10^{-9} / \text{cm}^3$ 程度であると考えられる。これは $10^2 / \text{cm}^3$ 程度と推定されているsolar windの密度(434)に較べて遙かに小さいので、惑星空間の定常磁場の流れは全く乱されないであろう。これに対して地磁気嵐を生起する荷電微粒子雲は定常流より密度も高く($\sim 10^4 / \text{cm}^3$)凍結している磁場も強いので、僅かしか影響を受けず、従つて経度による地磁気嵐生起時間の差が生じなかつたものと考えられる。

4.4 第IV章のとりまとめ

電離層嵐は大別して三種類ある。それはSID、極域ブラックアウト及びF2層嵐である。SIDは輻射線によつて生起するが、後二者は太陽爆発の放出する微粒子群の作用によつて起り極地方において著しい。特にブラックアウトは極域電離層に侵入した太陽微粒子群の電離作用によつて起こるものであるから、それは逆に微粒子群自体あるいはそれ等が影響を受ける大気圏外の構造等に関する重要な情報を含んでいるものと考えられる。

地磁気嵐に伴ういくつかの顕著な極域ブラックアウトの発達過程を検討した結果、磁気嵐の前後に二つの異質な型が存在することが見出された。それ等は“極冠帯ブラックアウト”及び“極光帯ブラックアウト”と呼ばれる。

“極冠帯ブラックアウト”はtypeIVのアウトバーストを伴う太陽爆発の発生後数十分乃至十数時間、平均9時間後に、地磁気嵐緯度 $60 \sim 65^\circ$ 以上の極冠帯で発生し、 S_o 型地磁気嵐を平均約28時間生行する。これは爆発に際して放出される磁性荷電粒子雲で生成されたエネルギー $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の陽子群が地上数十千の電離層を異常電離することによつて起こる。そのフラックスは $10^2 \text{ proton/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 程度で、荷電粒子雲のそれより遙かに小さいので、汎世界的な地磁気嵐を生起することなく単一粒子として侵入する。又その生起する異常電離領域はダイナモシートより遙かに低いので極磁気嵐をも生起しない。

統計的パターンから考えて、極冠帯異常電離の度合は太陽天頂角に支配される著しい日変化を持つ。この変化は太陽微粒子の入射によつて生成された電子が、夜間は他の分子又は原子に附着して負のイオンを形成しているために起こると考えられる。

IGY及びIGC中に起つた極冠帯ブラックアウト及び地磁気嵐の生起時間とそれ等を起したフレアーの太陽面上経度の関係を調べると、地磁気嵐の生起時間はフレアーの位置に関係しないのに、極冠帯ブラックアウトのそれは西側のフレアーの場合著しく早い。太陽から絶えず流出し

ている荷電粒子流は太陽の自転によつてなびいている。それ等微粒子流が凍結している磁場も同じ方向に曲つているとすれば、極冠帯ブラックアウトを生起する10~100 MeVの陽子はその方向に最も早く進行するであろうから、両側に偏っている上述の統計結果は説明される。

一方「極光帯ブラックアウト」は地磁気嵐の主相において展開する。その領域は主として午前側に右廻りのスパイラルを描いて、極光帯あるいはそれ以下に迄南下する。ブラックアウトあるいは可視オーロラの南限界は地磁気嵐におけるDst磁場の発達に伴つて推移する。極光帯ブラックアウト、及びオーロラを起す太陽微粒子は磁場に沿つて入ってくるので、この事実は嵐の進行に伴つて地球磁場が歪曲されて行くことを意味する。

扱て本章で得られた結論は太陽微粒子及びそれによつて起る電離層嵐の知識を完全に更新してつたばかりでなく、その実用的価値も又大きい。type IVのアウトバーストが生起した場合極域短波通信が極冠帯ブラックアウトによつて杜絶する可能性は極めて高い。又極冠帯ブラックアウト自体その20数時間後に著しい地磁気擾乱発生を予告するものであることを強調したい。これは電波警報技術を著しく前進せしめたものと云わねばならぬ。

52 項欠

第V章 地球に侵入する太陽微粒子に対する地磁気嵐効果*

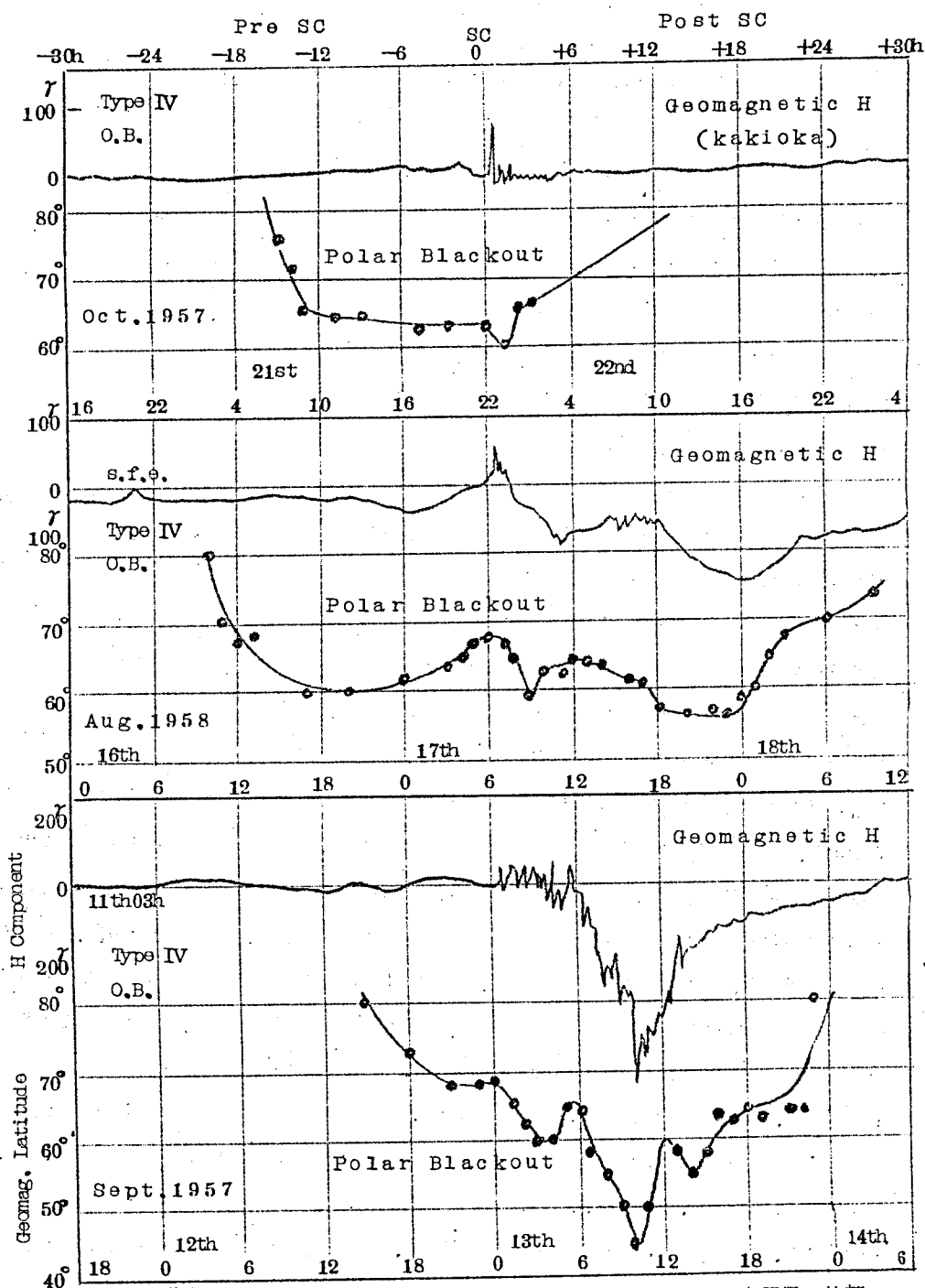
5.1 極域電離層異常電離の南限界

前章では太陽爆発の際放出される荷電微粒子群が如何なる過程を辿つて地球磁場に侵入するかを、極域ブラックアウトの発達過程の解析によつて検討した。そして地磁気嵐の前後で全く異質な二種のブラックアウトが存在することが明らかにされた。極冠帯ブラックアウトは荷電微粒子雲を遙かに先行して到来する高エネルギー陽子群によつて惹起され、その領域は極冠帯に限られる。これに対し極光帯ブラックアウトは荷電粒子雲が地球周辺に到達した後、その作用の下に侵入するオーロラ粒子によつて生起せしめられるもので、磁気嵐の発達と共に著しくその南限界が推移する。

ブラックアウトの南限界の変化を更に説明するために、それぞれ特徴を^持つた三つの嵐を第34図に示す。何れの場合も type IV のアウトバーストに関連して S_c に先行する顕著な極冠帯ブラックアウトが起つている。その領域は $60^\circ \sim 65^\circ$ 以上の極冠帯に限られ、その変化は極めて緩やかである。これに対し地磁気嵐生起後のブラックアウト南限界はそれぞれの場合で著しく異なる。1957年10月22日(6.1.1参照)の地磁気嵐は殆んど主相が発達しなかつたが、この時ブラックアウト領域は S_c の直後僅かに南下の形跡を示すに過ぎない。これに対し1957年9月13日(4.2.1参照)に起つたブラックアウトの南限界は大磁気嵐の影響を受けて烈しく変化し、嵐の主相では亜オーロラ地帯に迄下降している。1958年8月16日(4.3.2参照)の嵐はその規模において前二者の間であるが、ここでも磁気嵐の発達に伴う南限界の変調が明らかに見られる。柿岡における地磁気水平分力の変化 ΔH を見ると、それぞれ 90γ 、 198γ 、 486γ であり、これに対し最下点は 60° 、 54° 、 45° であるから両者の間に比例関係が成立つ。柿岡の水平分力は大体において D_{st} 磁場を表わすと考えてよいから、このことは極光帯ブラックアウトの南限界が D_{st} 磁場の函数であることを示している。

*(51) T. Obayashi and Y. Hakura, Enhanced Ionization in the Polar Ionosphere associated with Geomagnetic Storms, J. Atmos. Terr. Phys., in the press.

*(52) T. Obayashi and Y. Hakura, Enhanced Ionization in the Polar Ionosphere caused by Solar Corpuscular Emissions, Rep. Ionos. Space Res. Japan, vol. 13, No. 4 (1959)



第34図 地磁気嵐の大きさが異なる三つの極域ブラックアウト南限界の比較。
 何れも type IV のアウトバーストに伴って極冠帯ブラックアウトが生起している。

5.2 歪曲地球磁場における荷電粒子の運動

双極子磁場を持った地球への荷電粒子侵入に関しては、且てStörmer(1955) (5.3) が尤大な理論的研究を遂行し既にオーロラに関する数多くの問題を解決した。然し乍ら、Störmerの理論では磁気嵐の進行と共にオーロラ或いはブラックアウトの南限界が垂オーロラ帯迄下降することは到底説明出来ない。この困難を除くためにいわゆる赤道環電流の作る逆向き磁場による地球磁場の歪曲が考えられた(5.4)。然し乍ら最近判明した外気圏の諸現象から推して、地球磁場はそれが惑星間ガスの侵入を妨げることによつて一種の空洞を形成しており、磁気嵐の際その空洞が圧縮されて地球半径の数倍の処迄近づくと考えた方がより真実に近いと考えられる(大林, 1958 (5.5))。空洞の外は不規則乱流磁場を持った荷電粒子雲が存在し、地球磁場は空洞の中にだけ存在する。このような状況において高エネルギーの粒子が如何にして地球に侵入するかを解くことが出来れば、我々の問題は解決されるであろう。ここで地球磁場はもはやStörmerの取扱つた双極子磁場ではない。地磁気嵐の況世界的変化から考えても嵐の際には地軸に平行な一様磁場が双極子磁場に重畳して存在すると考えられるからである。従つて問題は双極子磁場に平行磁場が重畳した時その中で荷電粒子の運動を求めることである。

質量 m 、電荷 e の粒子が v なる速度で、強さ H の磁場を運動する時、その運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \dots \dots (5.1)$$

である。

磁場がポテンシャル $\Omega = MU$ を持つとする。但し M は地磁気のモーメントで

$$M = 8.1 \times 10^{25} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^2 \text{ である。}$$

その時磁場は

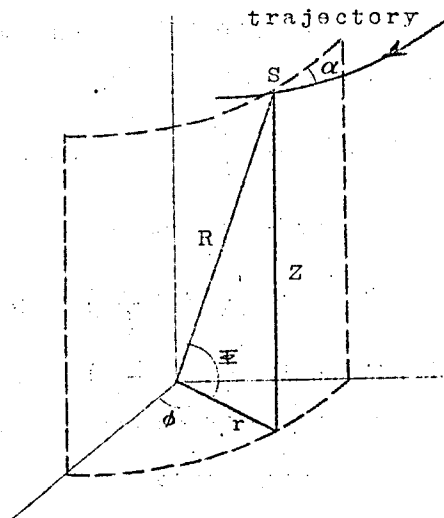
$$\mathbf{H} = -\text{grad } \Omega \dots \dots (5.2)$$

で表わされる。第35図に示す如く、円筒座標 (r, z, ϕ) を用い位置ベクトル

を R とすると(5.1)から

$$\frac{d^2 R}{ds^2} = - \frac{eM}{mv} \left[\frac{dR}{ds} \times \text{grad } U \right] \dots \dots (5.3)$$

但し s は軌道に沿つて測る距離を表わす。



第35図 円筒座標で表わした荷電粒子の運動

若し U が Laplace の方程式を満足し、軸対象なら

$$\frac{\partial V}{\partial z} = r \frac{\partial U}{\partial r}, \quad \frac{\partial V}{\partial r} = -r \frac{\partial U}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

を満足するスカラー量 V が存在し、 U = 一定及び V = 一定はそれぞれ、等ポテンシャル線及び力線を表わす。さて長さの単位を $S_0 = \sqrt{\frac{eM}{mv}}$ (Störmer の単位長) とすると (5.3) (5.4)

から
$$\frac{d}{ds} \left(r^2 \frac{d\phi}{ds} \right) = - \frac{dV}{ds} \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

これを積分すると

$$r^2 \frac{d\phi}{ds} + V = \text{const} \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

さて α を粒子の運動方向と、その点を通り条件 (r 及び z = 一定) を満足する円の交角とすると

$$\left| r \frac{d\phi}{ds} \right| = |\cos \alpha| \leq 1 \quad \dots\dots\dots (5.7)$$

Störmer はこの条件によつて全空間を粒子の運動可能領域と禁止領域に分けた。ここでは双極子磁場に一樣磁場が付加された場合を考えているのであるから、ポテンシャル Ω は

$$\Omega = M \left[\frac{1}{R^2} + A R \right] \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (5.8)$$

である。但し φ は地磁気緯度である。

さてここでは地球磁場が半径 R_0 の空洞内にのみ存在し、その外は不規則乱流磁場であると考えている。従つて今境界条件として、

$$H_{R_0} = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)_{R=R_0} = 0, \quad H_{\varphi_0} = - \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial \varphi} \right)_{R=R_0} = 0$$

を撰べば (5.8) からそれぞれ

$$\Omega_1 = M \left[\frac{1}{R^2} + \frac{2R}{R_0^3} \right] \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (5.9)$$

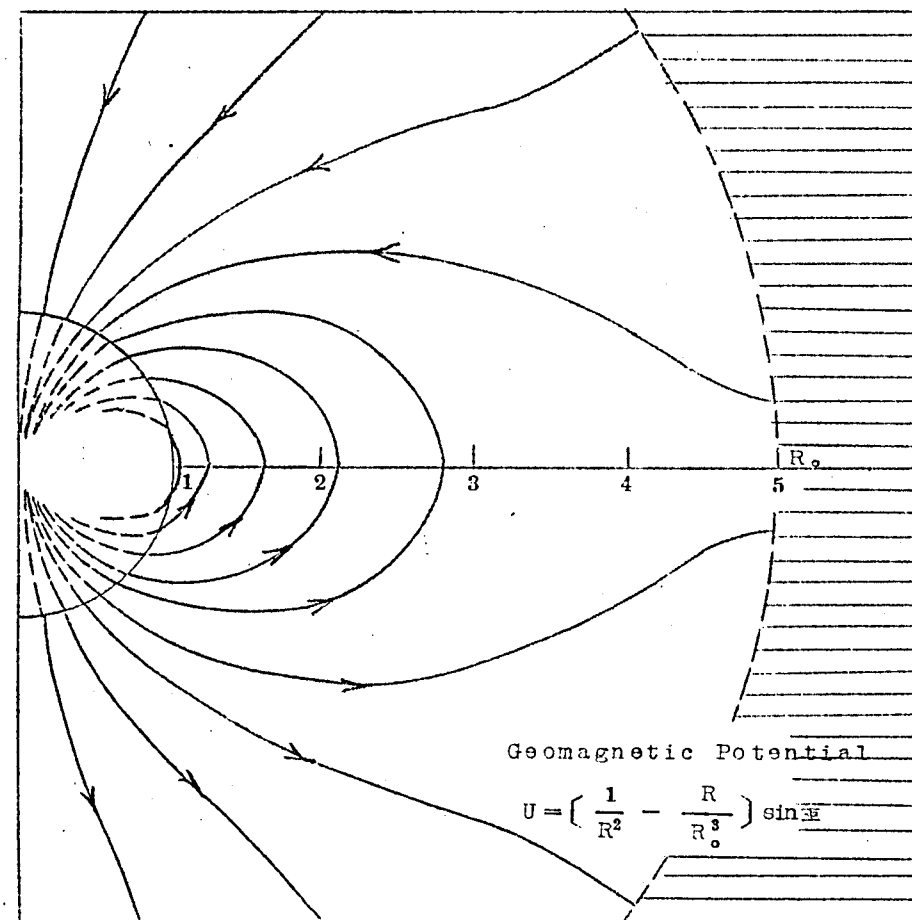
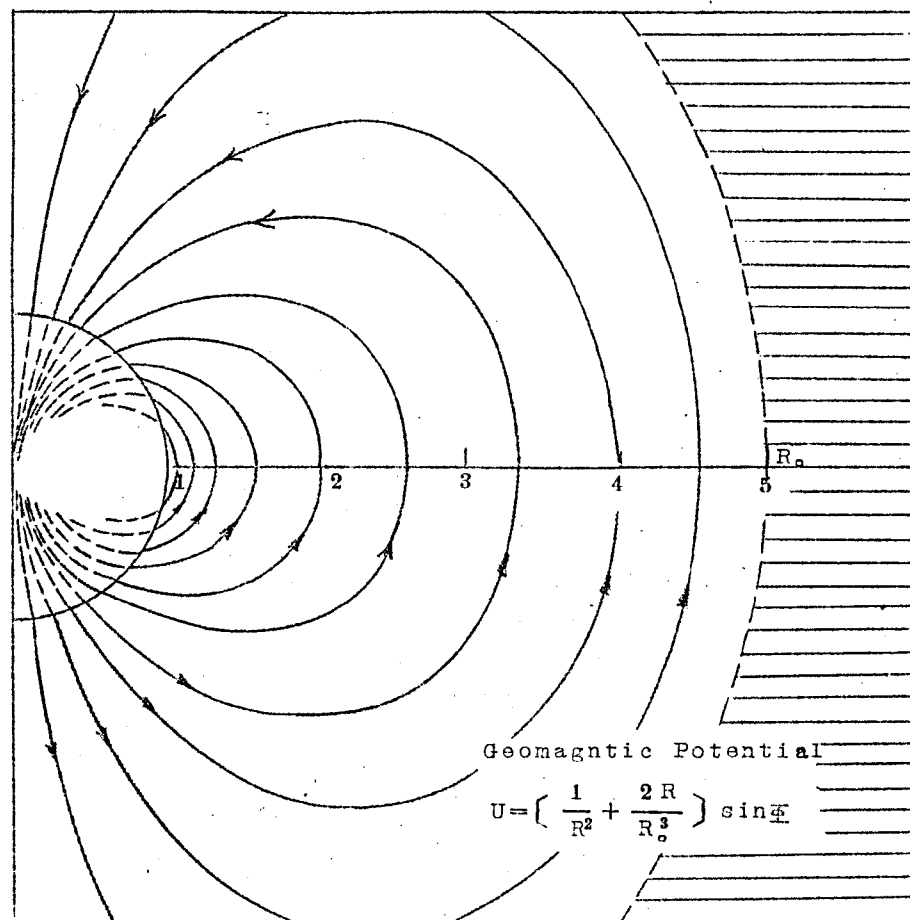
$$\Omega_2 = M \left[\frac{1}{R^2} - \frac{R}{R_0^3} \right] \sin \varphi \quad \dots\dots\dots (5.10)$$

が得られる。その時の水平分力の増加分はそれぞれ

$$\Delta H_1 = \frac{2M}{R_0^3} \cos \varphi \quad \dots\dots\dots (5.11)$$

$$\Delta H_2 = - \frac{M}{R_0^3} \cos \varphi \quad \dots\dots\dots (5.12)$$

第 1 の場合、空洞と交わる磁場はなく、圧縮磁場であり、従つてこれは磁気嵐の初相を表現する。第 2 の場合、付加磁場はもとの双極子磁場と反対



第 3 6 図 歪曲地球磁場における磁力線 (R_0 は空洞の半径を表わす)。

方向であり、磁気嵐の主相を表わすものと考えられる。

それぞれのポテンシャルに対する磁力線は(5.6)から

$$V_1 = \frac{r^2}{R^3} - \frac{r^2}{R_0^3} + \text{const} \quad \dots\dots\dots (5.13)$$

$$V_2 = \frac{r^2}{R^3} + \frac{r^2}{2R_0^3} + \text{const} \quad \dots\dots\dots (5.14)$$

である。第36図は付加磁場によつて空洞内の磁場が如何に変化したかを示している。

この時の運動可能領域は条件(5.7)から決定され従つて

$$\left| \frac{r}{R^3} - \frac{r}{R_0^3} - \frac{2\gamma_1}{r} \right| \leq 1 \quad \dots\dots\dots (5.15)$$

$$\left| \frac{r}{R^3} - \frac{r}{2R_0^3} - \frac{2\gamma_1}{r} \right| \leq 1 \quad \dots\dots\dots (5.16)$$

を満足しなければならぬ。ここで γ_1 、 γ_2 はそれぞれ積分常数である。

空洞($R=R_0$)から地球表面($R=a$)に迄粒子が到達可能な緯度範囲は(5.15)、(5.16)から求められるが、特に $a \ll S_0$ の時には近似的に

$$\cos \phi_1 \leq \sqrt{\frac{2a\gamma_1}{S_0 \left(1 - \frac{a^3}{2R_0^3}\right)}} \quad \dots\dots\dots (5.17)$$

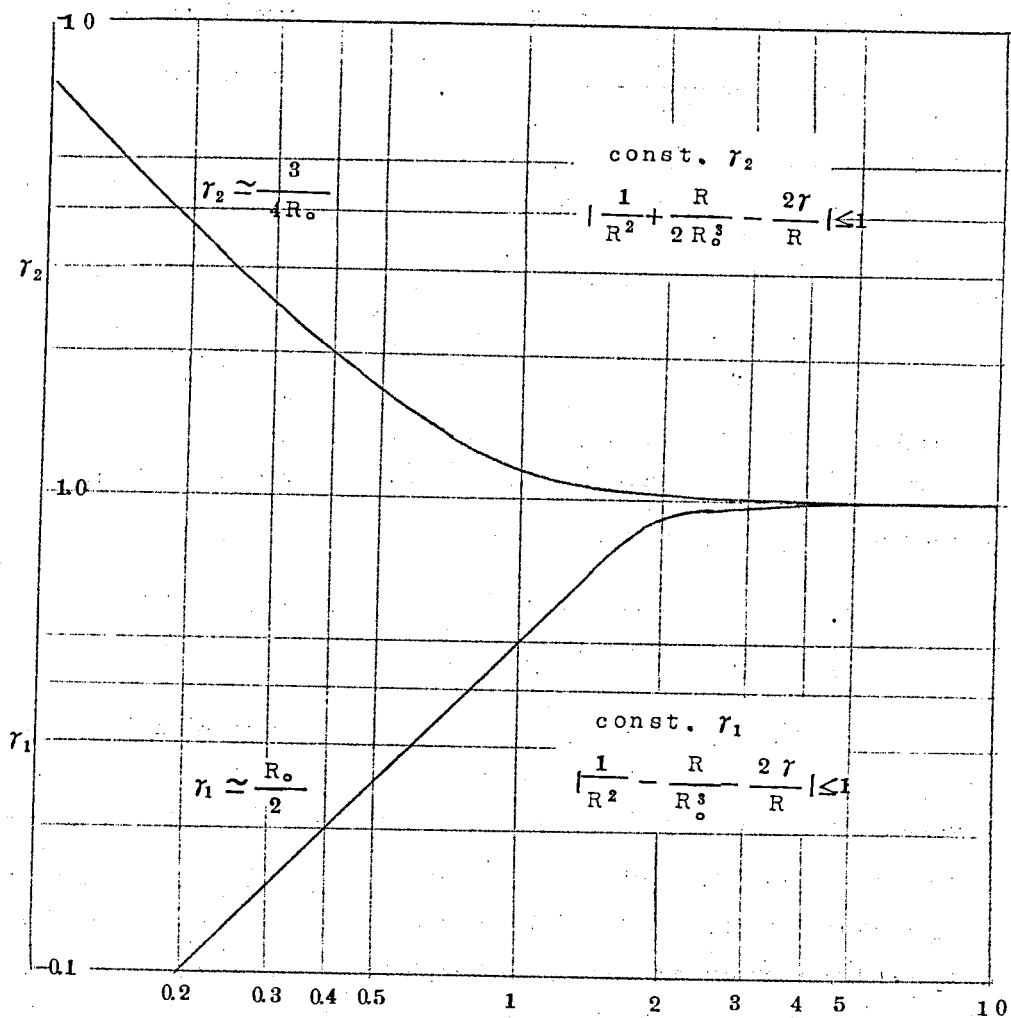
$$\cos \phi_2 \leq \sqrt{\frac{2a\gamma_2}{S_0 \left(1 + \frac{a^3}{2R_0^3}\right)}} \quad \dots\dots\dots (5.18)$$

で与えられる。この式は粒子のエネルギーが $E < 1.5 \text{ BeV}$ なる範囲で適用出来る。さて粒子侵入の南限界は(5.15)、(5.16)を満足する γ_1 、 γ_2 の最大値によつて決定される。色々な R_0 (Störmer 単位)に対してそれを計算したものが第37図である。 $R_0 \rightarrow \infty$ の時 γ_1 、 $\gamma_2 \rightarrow 1$ となつてStörmerの扱つたダイポール磁場に一致するのは当然のことである。又 $R_0 \ll S_0$ の時 γ_1 、 γ_2 は次の値に近づく

$$\gamma_1 = \frac{R_0}{2S_0}, \quad \gamma_2 = \frac{3S_0}{4R_0} \quad \dots\dots\dots (5.19)$$

(5.17)、(5.18)からいろいろな緯度における荷電粒子のgeomagnetic cut-off rigidity が求められる。粒子のmagnetic rigidity P は、

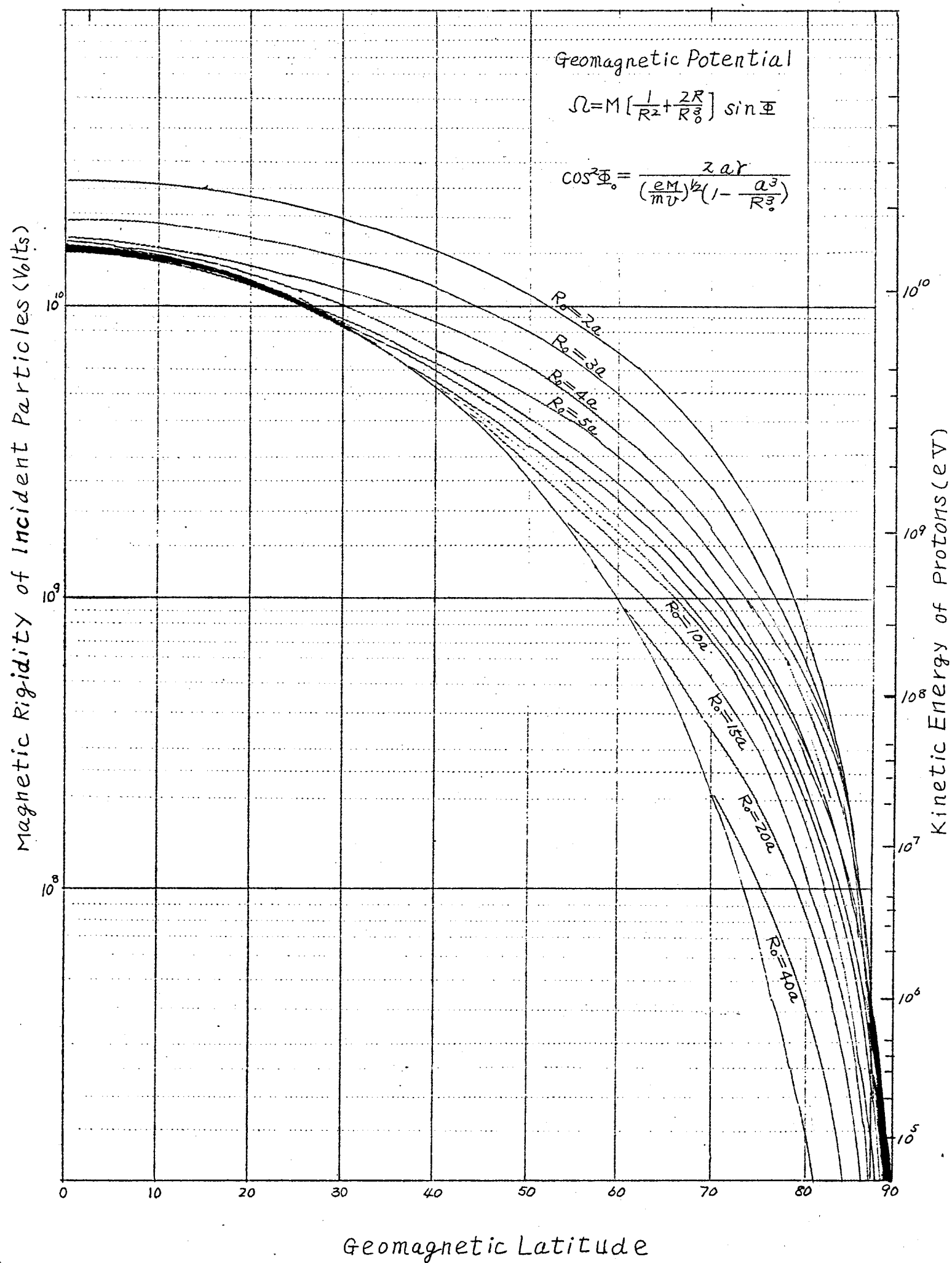
$$P = \frac{m_0 v}{e \sqrt{1-\beta^2}} = \frac{M}{S_0} \quad \dots\dots\dots (5.20)$$



R_0 in $\left(\frac{eM}{mv} \right)^{1/2}$ unit

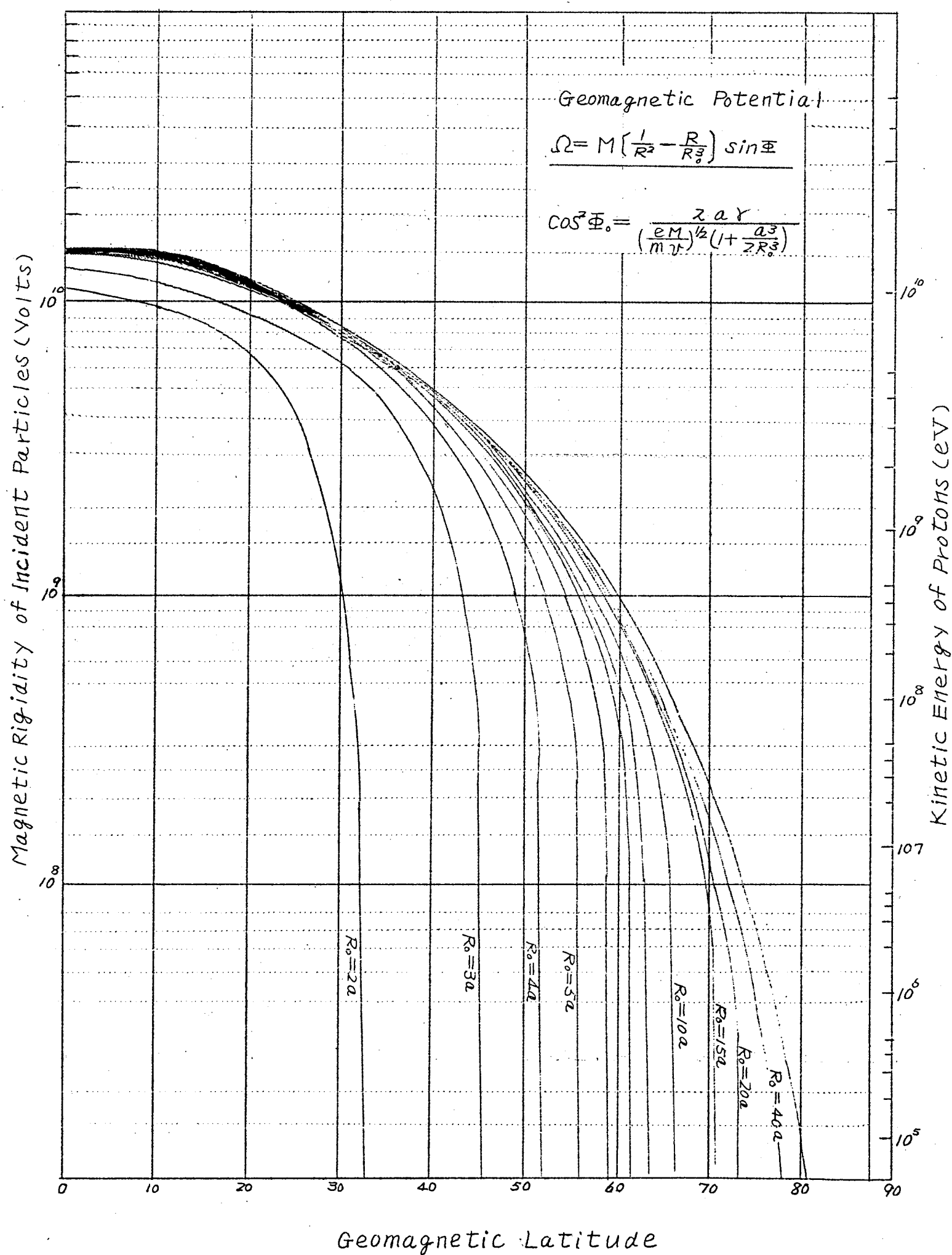
第37図 積分常数 r_1 及び r_2 の最大値の、空洞半径 R_0 による変化

Cut-Off Magnetic Rigidity for the Distorted Geomagnetic Field



第38図 R_0 をパラメーターとした、地磁気緯度と粒子の magnetic cut-off rigidity P_c との関係

Cut-Off Magnetic Rigidity for the Distorted Geomagnetic Field



第39図 R_0 をパラメーターとした、地磁気緯度と粒子のmagnetic cut-off rigidity $P_{2\gamma}$ との関係

で与えられる。但し m_0 は粒子の静止質量であり、 $\beta = \frac{V}{c}$ である。

(5.17)、(5.18) から容易に

$$P_1 \geq \frac{M \cos^4 \phi \left(1 - \frac{a^3}{R_0^3}\right)^2}{4 a^2 r_1^2} \dots\dots\dots (5.21)$$

及び

$$P_2 \geq \frac{M \cos^4 \phi \left(1 + \frac{a^3}{2 R_0^3}\right)^2}{4 a^2 r_2^2} \dots\dots\dots (5.22)$$

が求められる。粒子の cut-off rigidity P_c は緯度 ϕ に侵入し得る最低の rigidity を示す。従つてそれは (5.21)、(5.22) において等号を採用した場合に当る。それ等を R_0 (地球半径 a を単位にとつて) をパラメーターとして表わしたのが第38図と第39図である。

第38図、即ち初相の場合には R_0 が小さくなるに従つて cut-off rigidity は増大する。 $P < 10^8$ Volts の粒子に対して、付加磁場 ΔH_1 と南限界 ϕ_1 の関係は近似的に

$$\Delta H_1 = \frac{2M}{R_0^3} \approx \left(\sqrt{\frac{M}{a P_1}} \cos \phi_1 \right)^{-6} \dots\dots\dots (5.23)$$

である。

一方第39図即ち地球磁場の減少する場合には、逆に R_0 が小さくなると P_c も減少する。即ち空洞が地球に近づく程、粒子侵入の限界は南下する。然し、 $P < 10^8$ Volts の比較的低 rigidity 粒子に対して、南限界 ϕ_2 は殆んど P に無関係となり、 R_0 のみの函数となる。そして磁場の減少分 ΔH_2 と ϕ_2 との関係は近似的に

$$\Delta H_2 = \frac{M}{R_0^3} \approx - \frac{8}{27} \frac{M}{a^3} \cos^6 \phi_2 \dots\dots\dots (5.24)$$

となる。

次章では以上の結果を用いて、太陽微粒子に対する地磁気嵐効果を論じることにする。

5.3 侵入微粒子に対する地磁気嵐効果

5.3.1 極域異常電離を起す太陽微粒子に対する効果

地球は太陽から絶えず流出している微粒子から成る惑星間ガスの中に浸されていて、ガスの流れの圧力と地球磁場の圧力が平衡する処にその境界を持つ空洞を形成している。惑星間ガスが電子と陽子から成立ち、その巨視的速度が V であれば磁気流体力学的平衡の式は、

$$\frac{H^2}{8\pi} = n m V^2 \dots\dots\dots (5.25)$$

で与えられる。但し n は粒子密度であり、 m は陽子の質量である。 H は流れの表面における磁場の強さで、ガスの流れを完全導体と考えると元の磁場の2倍である。

$$H = \frac{2H_0}{R_0} ; \quad H_0 = 0.3 \text{ } \Gamma \text{ (gauss)} \quad \dots\dots\dots (5.26)$$

この時空洞の半径は

$$R_0 = \left[\frac{H_0^2}{2\pi n m V^2} \right]^{1/6} \quad \dots\dots\dots (5.27)$$

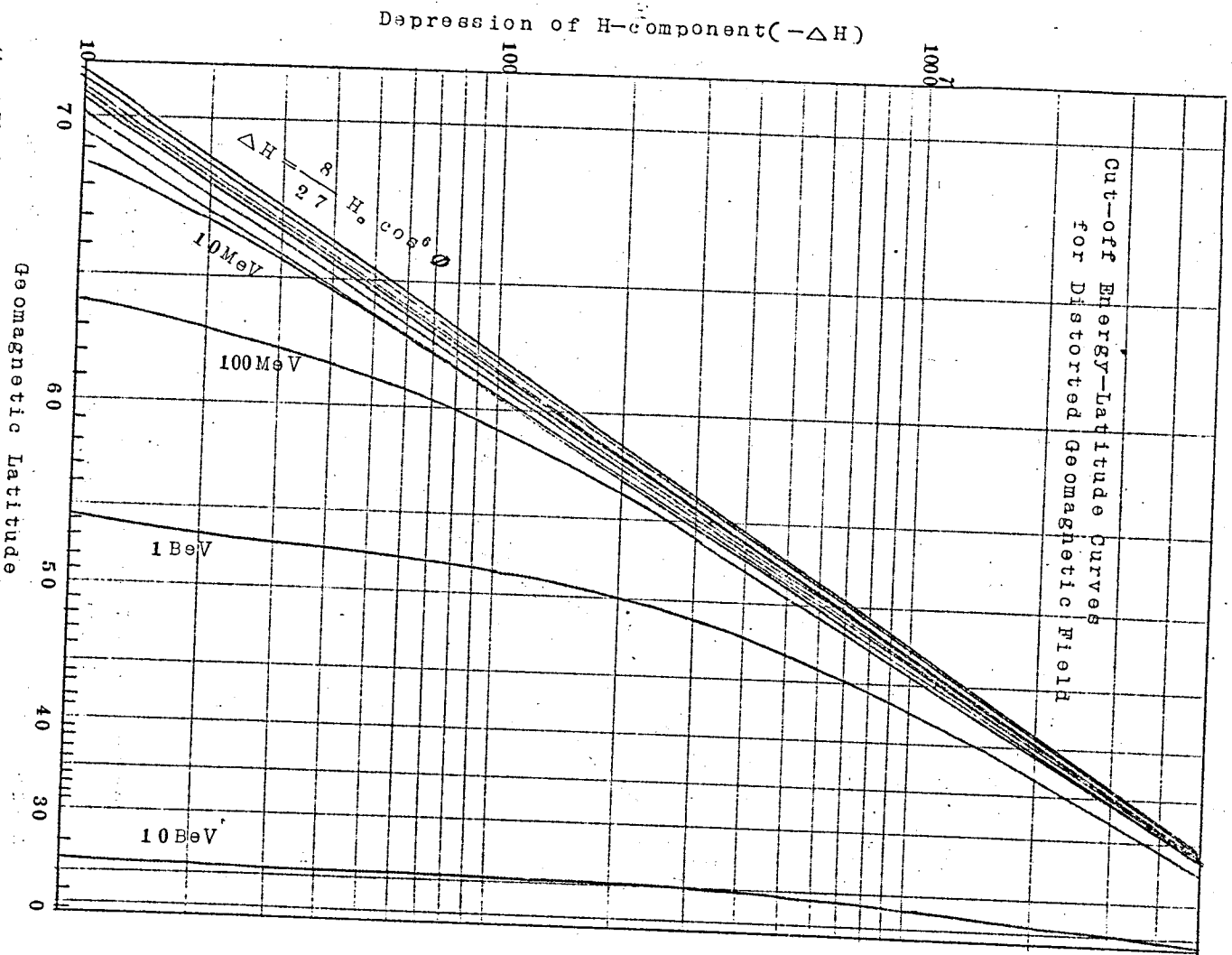
である。擾乱の起つていない時は $n \sim 10^3 / \text{cm}^3$ 、 $V \sim 30 \text{ km/s}$ であるから、 R_0 は地球半径の10倍位になる。即ち擾乱が起こつていない時でも地球半径の10倍位の処に侵入する惑星間ガスとこれを押しもどそうとする地球磁場の境界が存在することになる。

太陽爆発に際して放出される荷電粒子雲が侵入した場合に対しても同様の考えが成立つ。然しこの微粒子雲は、平静な時の微粒子流より高エネルギーであるから、より深く地球大気に侵入し、より顕著な空洞を形成するであろう。この場合 $n \sim 10^3 \sim 10^4 / \text{cm}^3$ 、 $V \sim 10^3 \text{ km/s}$ であるから空洞の半径は地球半径の数倍の処迄縮小することになる。このように大部分の荷電粒子群は磁場によつて侵入を阻止されて、地球を囲む空洞を形成するが、その中に存在する特に高エネルギーの粒子は極域電離層に迄侵入し、オーロラあるいは極域電離層嵐を起こす。後に述べるように、空洞を形成する大部分の微粒子群は導電性プラズマとして振舞うのに対し、このような高エネルギー粒子はその密度が小さいために単一粒子として侵入する。そして歪曲磁場に単一荷電粒子が侵入する問題は既に前項で求めてあるので、その結果を用いて地磁気嵐の各過程において高エネルギー太陽微粒子が如何に振舞うかを検討して見よう。

地磁気嵐に先立つて起こる極冠帯ブラックアウトの場合、空洞は地球半径の約10倍の処にある。前章で述べたように、このブラックアウトは10～100 MeV の陽子による異常電離である。第39図によれば $R_0 = 10a$ の時10～100 MeV の陽子侵入の南限界は $65^\circ \sim 60^\circ$ である。これは極冠帯ブラックアウトの南限界と極めてよく一致する。

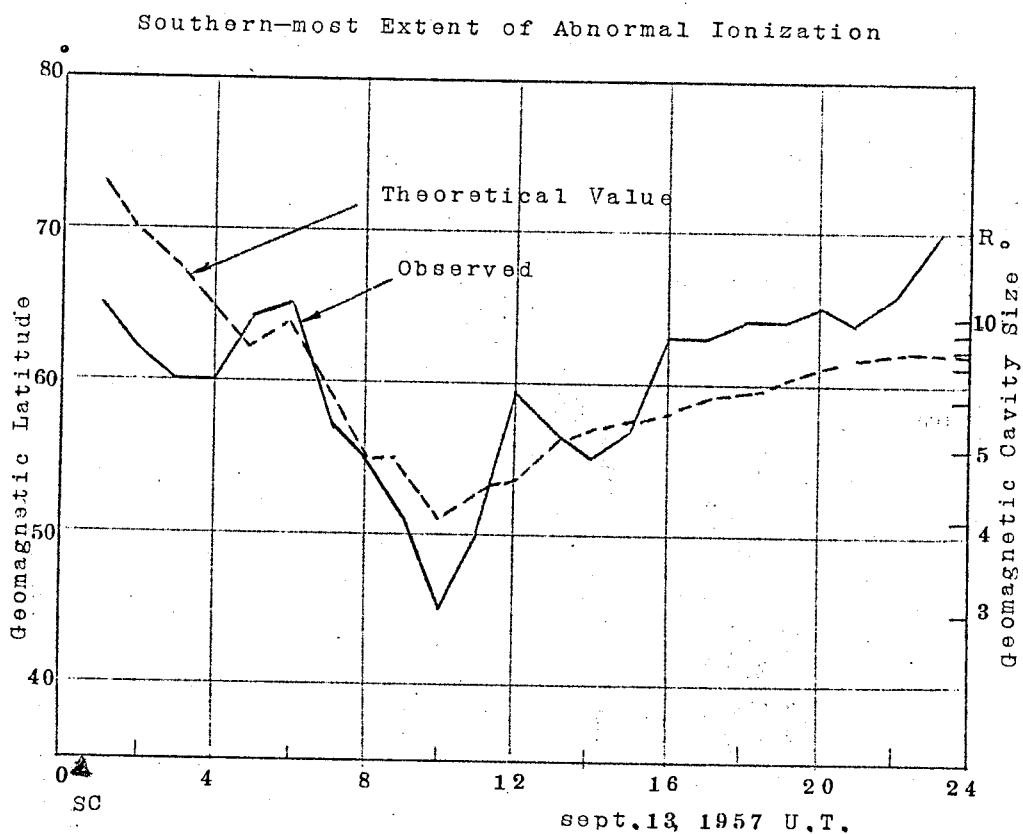
次に荷電粒子雲が到着すると、空洞は圧縮され、地球磁場は更に歪曲される。従つて地磁気嵐の生起後、粒子雲中の高エネルギー粒子は、このような歪曲磁場の作用の下に極域電離層に侵入することになる。これは極光帯ブラックアウトの場合である。前節で極光帯ブラックアウトの南限界が、Dst 磁場の発達に伴つて低下することを述べたが、これを空洞の圧縮に伴う cut-off rigidity の減少として量的に説明して見よう。

第40図は太陽微粒子の cut-off energy をパラメーターとして地磁気嵐の Dst 磁場



第40図 太陽微粒子のエネルギーをパラメーターとした、地磁気値における水平成分の減少($-\Delta H$)と、微粒子侵入可能南限緯度との関係

△Hと粒子侵入の南限界 ϕ の関係を示す。これによると高いエネルギーの粒子は△Hが変化しても余り影響を受けないが、エネルギー10 MeV以下の粒子の場合は $\Delta H = \frac{8}{2.7} H_0 \cos^6 \phi$ なる関係によつて、Dst 磁場の発達に伴つてその南限界がかなり変化することが判る。極光帯ブラックアウトを起す粒子のエネルギーは、ブラックアウトが極磁気嵐に關与するダイナモシートの異常電離と考えられることから、あるいはオーロラ観測に關する証拠から1 MeV以下と考えられる。1 MeVを採用して第40図から、1957年9月13日の地磁気嵐発達に伴う南限界の変化を推定したものが第41図の点線である。実線で示した実測値と比較すれば両者は極めて良く一致している。



第41図 1957年9月13日の地磁気嵐に伴う極光帯ブラックアウトの南限界(実線)とDst 磁場から推定した理論値(点線)の比較

このように地磁気嵐の各過程において極域ブラックアウトの諸性質を統一的に説明できることから、我々の採用した外気圏のモデルが正しいものと云うことができる。

5.3.2 地磁気嵐主相における宇宙線強度の世界的異常上昇

地磁気嵐の際、地球磁場が歪曲されているとする前述の考えを更に支持する興味ある現象が最近発見された。吉田及び和田(1959)(5.6)は宇宙線嵐を世界的に解析した結果、磁気嵐の主相において Forbusch 型の宇宙線嵐に重畳して宇宙線の異常増加が存在することを見出した。第42図は北半球の観測所(第7表)で測定した中性子強度変化である。左図1957年10月21日の場合は典型的な Forbusch 型宇宙線嵐であり、凡ての緯度で烈しい強度の減少

第7表 宇宙線観測所

Station	gm. lat.	gg. long.	Height(m)
Thule	+880	68.8 W	SL
Resolute Bay	+82.9	94.9 W	17
Churchill	+69.7	94.1 W	17
Mt. Washington	+55.6	71.7 W	1917
Climax	+48.1	106.2 W	3400
Rome	+42.5	12.5 E	60
Alma-Ata	+33.0	76.9 E	806
Mt. Norikura	+25.6	137.6 E	2770
Huancayo	- 0.6	75.3 W	3400
(Makerere)	- 2.0	32.6 E	1196

が見られる。これに対し右図

1957年9月

13日の場合宇

宙嵐に加えて中

低緯度における

中性子強度は磁

気嵐の主相に著

しい増大を示し

ている。これは

本来の Forbusch

型減少(Dst)

に異常増加

(Ist)が重畳していると考えられる。近藤達(1959)(5.7)はこの現象を地球磁場の減少に伴って宇宙線の cut-off rigidity が減少したために起つたものとして説明している。これは前項で取扱つた極光帯ブラックアウト南下の問題と同一趣旨にもとづくものと考えられる。従つて前節の理論結果は Ist の問題にも適用される筈である。

この場合(5.2.2)において $a \ll R$ 。であるから、侵入宇宙線に対する cut-off rigidity P は

$$P = \frac{M \cos^4 \theta}{4a^2 r^2} \dots\dots\dots (5.28)$$

今 P_0 を $R \rightarrow \infty$ 即ちダイポール磁場の時の P とすると、 $r=1$ であり従つて

$$P = P_0 / r^2 \dots\dots\dots (5.29)$$

$$P_0 = \frac{M \cos^4 \theta}{4a^2} \dots\dots\dots (5.30)$$

γ は P_0 及び ΔH (あるいは R_0) によつて定まる常数である。(5.29) から cut-off rigidity の変化率は

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{P_0 - P}{P_0} = 1 - \frac{1}{\gamma^2} \dots\dots\dots (5.31)$$

である。磁場の減少 ΔH をパラメーターとして $\frac{\Delta P}{P_0}$ と P_0 の関係を第 43 図に示す。

さて、宇宙線の integral rigidity spectrum 強度 I は、

$$I = \int_P^\infty m(P, x) i(P) dP \dots\dots\dots (5.32)$$

である。ただし $m(P, x)$ は rigidity P 、大気の深さ x g. cm⁻² における over all multiplicity である。今

$$m(P, X) = m_0(X) P^\alpha \dots\dots\dots (5.33)$$

$$i(P) = i_0 P^{-(n+1)} \dots\dots\dots (5.34)$$

とすれば、宇宙線強度の増加率は

$$\frac{\Delta I}{I_0} = -(n - \alpha) \frac{\Delta P}{P_0} \dots\dots\dots (5.35)$$

となる。(5.31), (5.35) から $\frac{\Delta I}{I_0}$ の期待値を求めると、 $n=1$ $\alpha=0.5$ として第 4 (a) 図の如くなる。数 BV 附近での n の値は不明であり、又それ以下では大気吸収効果が良いので実際には点線のようにになると考えられる。第 44 (b) 図は近藤達 (1959) が種の観測所の実測値から算出したものであり、両者は極めて良く一致している。

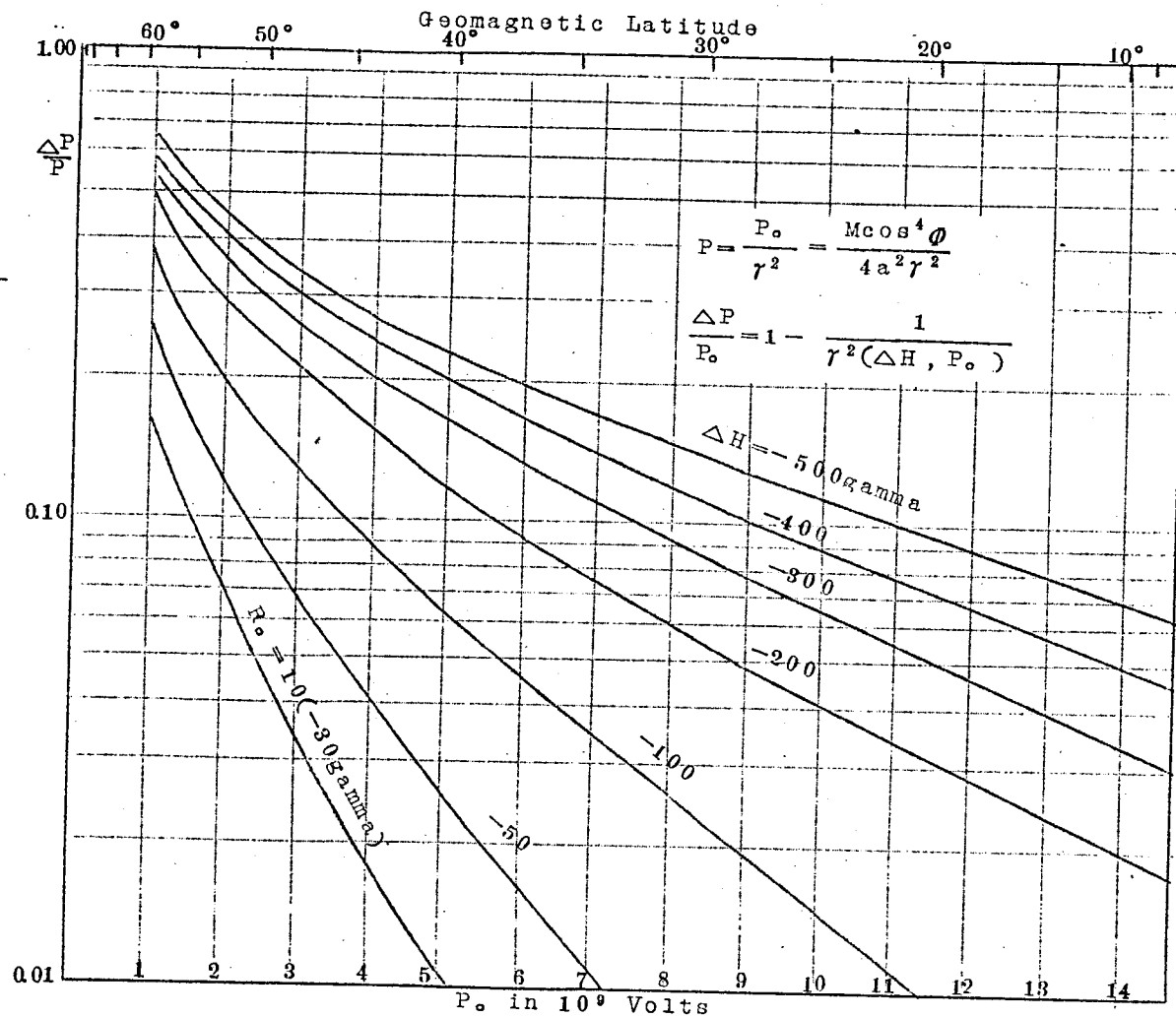
このように地磁気嵐主相の宇宙線強度の汎世界的増加 (I_{st}) も又、侵入荷電粒子に対する Dst 磁場効果として説明された。

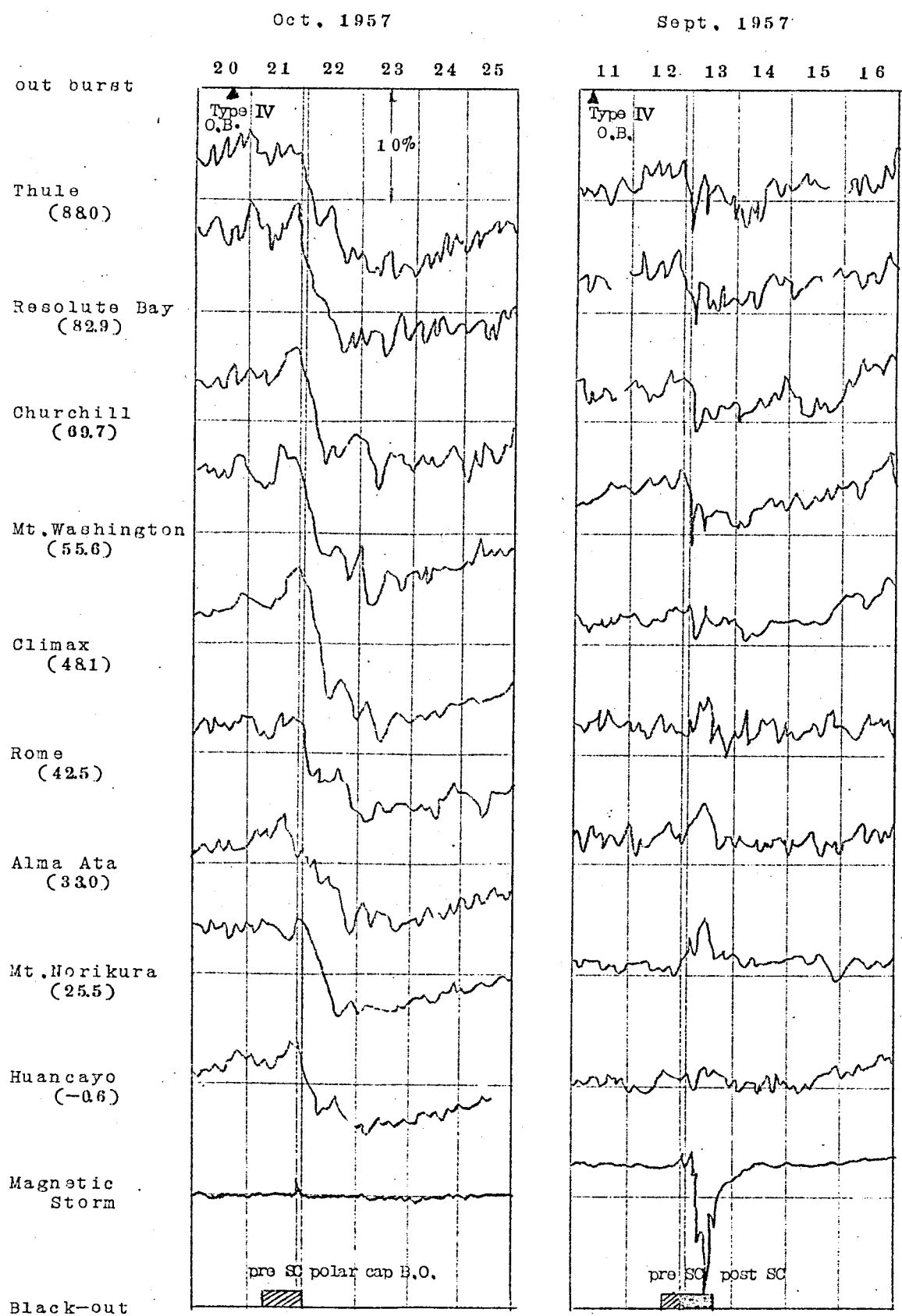
5.4 第 V 章のとりまとめ

太陽から絶えず流出している微粒子流と地球磁場の圧力の平衡によつて一種の空洞を形成している。微粒子雲の到来によつてその空洞が圧縮され地球磁場の歪曲が起ると考え、そのような条件の下に単一粒子の運動方程式を解き、粒子侵入の南限界を求め、その結果をブラックアウトの問題に適用する。その結果極冠帯ブラックアウトの場合、空洞は地球半径の約 10 倍の処にあり、10~100 MeV の陽子が 65~60 以上の極冠帯に侵入し得ることが説明される。極光帯ブラックアウト領域の南下は、磁場の歪曲によつて太陽微粒子に対する cut-off rigidity が減少することにより説明される。又同様の機構で地磁気嵐主相における宇宙線汎世界的異常上昇も説明できる。

即ち極光帯ブラックアウト、オーロラの南限界の推移、及び宇宙線の汎世界的異常上昇は凡て、侵入微粒子に対する地磁気嵐の modulation 効果である。

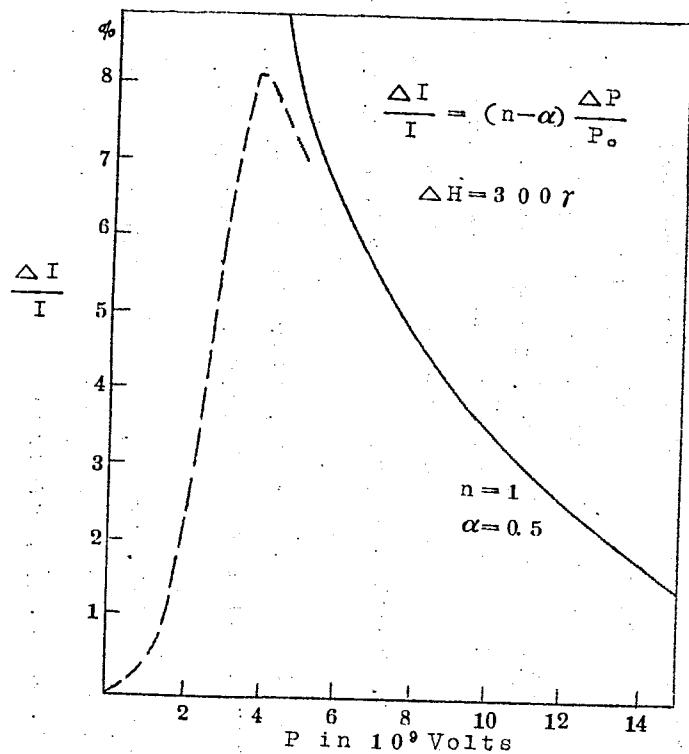
第43図
地磁気嵐時における、侵入粒子に対するmagnetic cut-off rigidityの変化



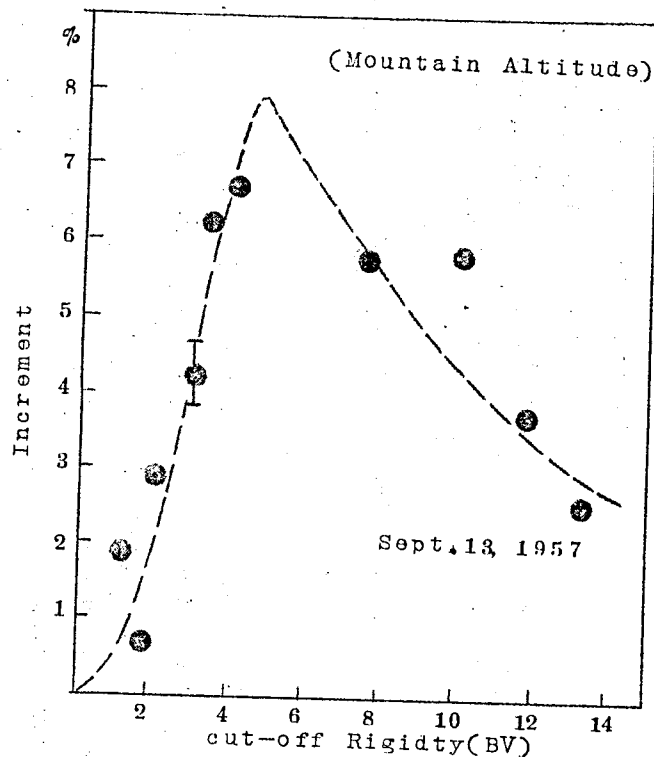


第42図

type IVのアウトバーストに伴って発生した宇宙線嵐の二例。1957年10月21日の場合は全緯度に亘ってForbusch型減少(Dst)が見られる。これに対し1957年9月13日の場合は地磁気嵐の主相でForbusch型減少(Dst)に、宇宙線強度の異常上昇が重畳している。



第44図(a) cut-off rigidityの変化から
予想される宇宙線強度増加(-----
-の部分は大気吸収効果を示す)。



第44図(b) 1957年9月13日の磁気嵐主相に
際して色々な緯度で観測された宇宙線
強度の増加(近藤達による。)

第VI章 荷電微粒子雲の本性と地球嵐*

太陽爆発に際して放出される光子及び微粒子群が一連の earth storm の原因であることは疑う余地がない。フレアーに際して加熱されたコロナ凝集から輻射される数ÅのX線が下部電離層に侵入してSIDを惹起する。又しばしば巨大な微粒子雲が放出されて、それを構成するさまざまなエネルギーの粒子が、あるいは宇宙線強度の異常、あるいは極域ブラックアウト、地磁気嵐、オーロラ等さまざまな地球嵐を生起する。

これ等諸現象の関連を整理して微粒子雲の特性を解明し、統一的な地球嵐のモデルを構成することがこの章における主眼点である。

6.1 荷電微粒子雲の生起する地球嵐

6.1.1 High energy 型及びLow energy 型の荷電微粒子雲と地球嵐

さて我々の知る限り、太陽爆発の際放出せられる微粒子雲は少なくとも二つの型に分類される。その一つはtype IV のアウトバーストを伴う爆発の際放出せられるもので、これは極冠帯ブラックアウト及び宇宙線のForbusch 型嵐を生起する。この種の微粒子雲はそれがシンクロトロン輻射を行うことから、又宇宙線を遮蔽することから強い黒点磁場を凍結したプラズマ雲であると考えられる。ブラックアウトに關与するエネルギー10~100 MeVの陽子は、その磁気雲の中でFermi加速により生成されたものであろう。今一つの微粒子雲はtype IVのアウトバーストを伴わない太陽爆発に際して放出されるもので、この場合極冠帯ブラックアウトも宇宙線嵐も起こらない。この種の微粒子雲はそれが地磁気嵐を生起することから、空洞を圧縮して地球磁場を歪曲せしめる低エネルギー微粒子のみから成るプラズマ雲であると考えられる。前者を仮にhigh energy 型、後者をlow energy 型と呼ぶことにする。IGY中に起こつた最

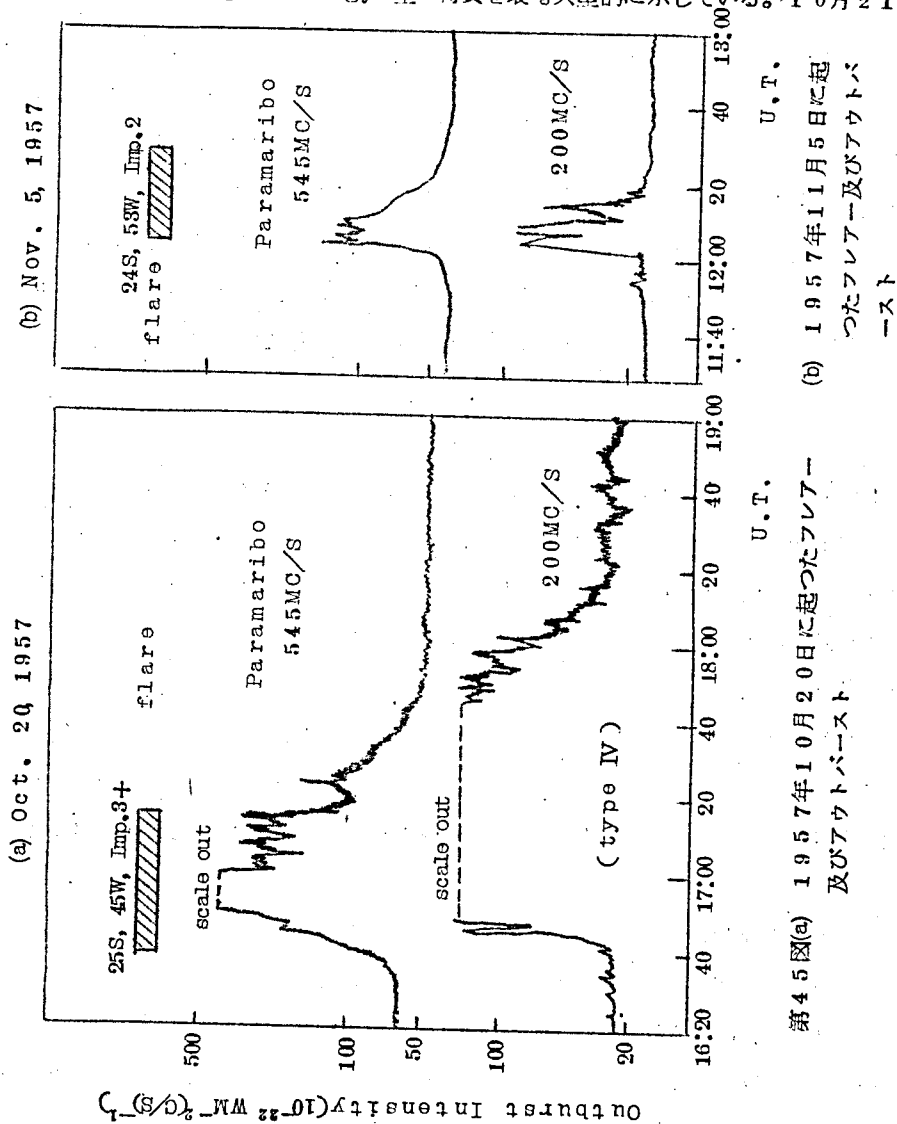
*(61) T.Obayashi and Y. Hakura, Polar Ionospheric Blackouts and Solar corpuscular Emissions, Planet. Space Sci., in the press.

*(62) T.Obayashi and Y. Hakura, Enhanced Ionization in the Polar Ionosphere caused by Solar Corpuscular Emissions, J. Radio Res. Lab., 7, 27(1960)

も典型的な例によつて、これ等の性質を更に説明しよう。

(i) High energy 型の嵐

1957年10月20日16時37分、重要度3+のフレアーが太陽面の25°S、45°Wにおいて観測され、この爆発は第45図(a)に示すごとくtype IV のアウトバーストを伴っている。この爆発は約15時間後から極冠帯ブラックアウトを生起したが、その後で起つた地磁気嵐が非常に小さいためにhigh energy 型の特徴を最も典型的に示している。10月21日～



第45図(a) 1957年10月20日に起つたフレアー及びアウトバースト

(b) 1957年11月5日に起つたフレアー及びアウトバースト

22日にわたるブラックアウトの進行過程を第46図に示す。その南限界の推移は既に第34図において説明した。地磁気嵐の様相は平磯で観測した水平分力によって示してある。SCの13時間前には既に極冠帯の一部が異常電離を受けており、その領域は次第に発達しSCの前後で極大に達した後消滅し始める。この場合地磁気嵐のDst 磁場が充分発達しなかつたため、異常電離領域は極光帯に南下せず、従つてこれは典型的な極冠帯ブラックアウトである。

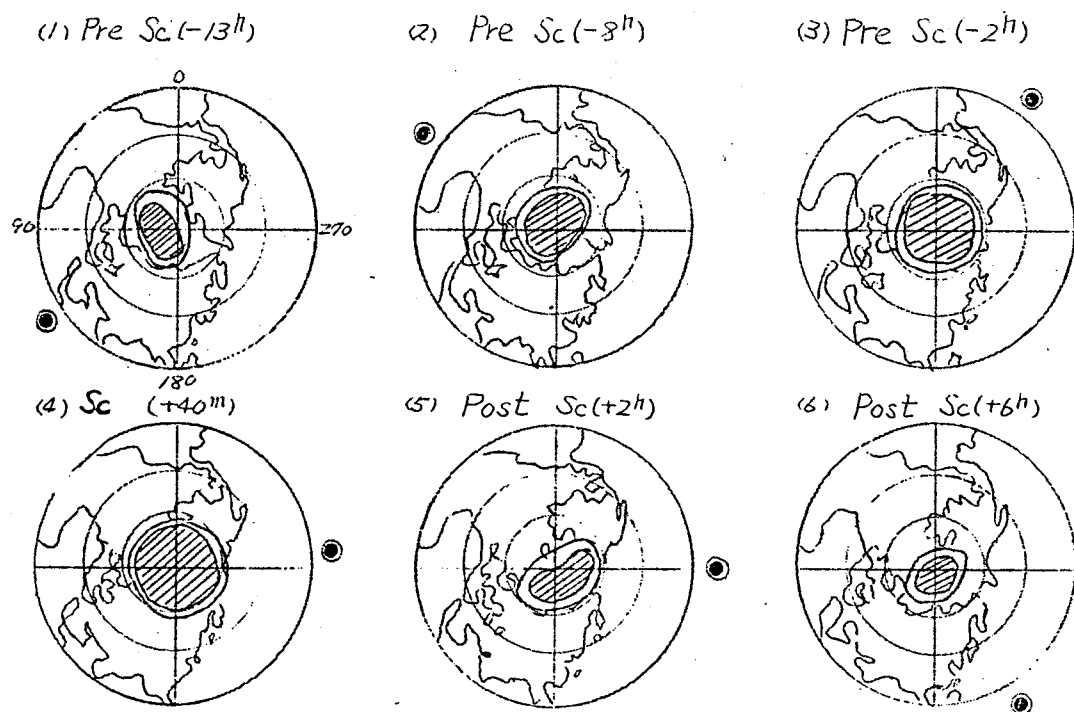
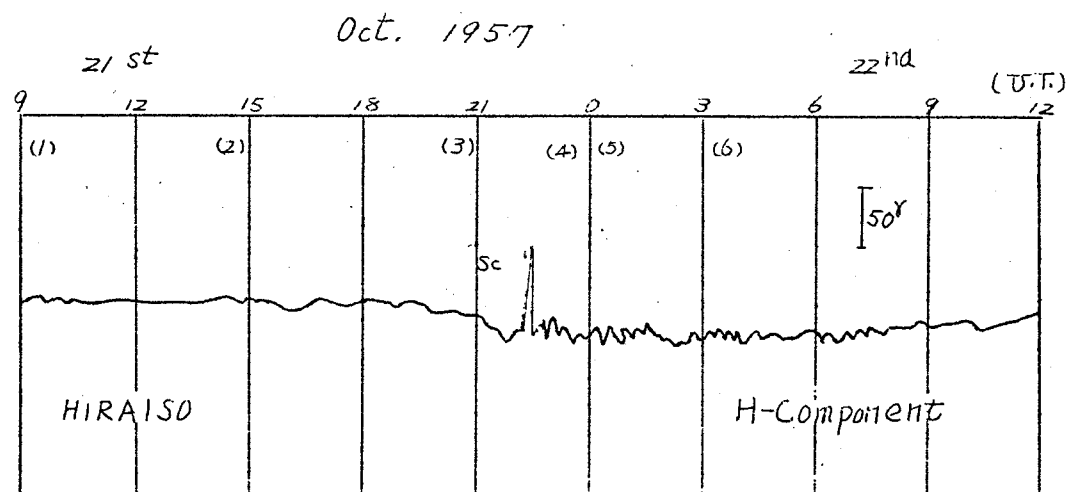
(ii) Low energy 型の嵐

1957年11月6日18時21分200^rにも及ぶ典型的なSC型地磁気嵐が起こつた。これは前5日12時05分(24^s, 53^w)に起こつた重要度2のフレアーによつて起こされたものである。その時第45図(b)に示す顕著なアウトバストを伴っているがそれはtypeIVではない。この時の地磁気嵐と、その各段階におけるブラックアウトの進行過程を第47図に示してある。SCのあとに明瞭なブラックアウトが現われ、磁気嵐が主相に入るに従つてその領域は極光帯に下降している。このようにDst 磁場を発達せしめ、極光帯ブラックアウトを典型的に展開する嵐はlow energy 型の荷電粒子雲によつて生起されるものである。

(iii) Combining 型

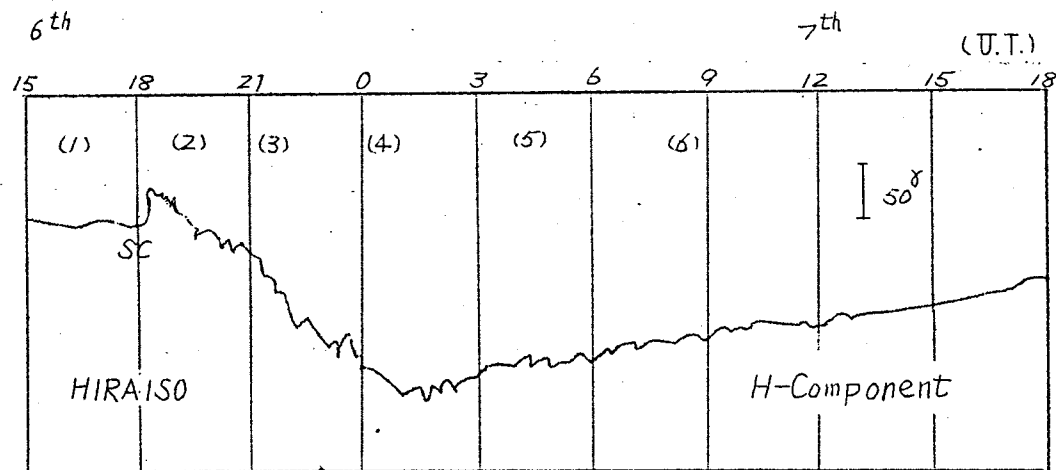
1958年2月9日21時08分13^s, 14^wに重要度2のフレアーが起こつた。その時電波望遠鏡は特にVHF帯の卓越した巨大な第IV種のアウトバストを観測した(第6図(b)参照)。28時間後の11日01時25分惹起した磁気嵐は今黒点サイクル中最大の規模のものであつた。第48図はその時のブラックアウトの進行過程を示す。前に述べた1957年9月12日~13日の場合と同様、SCを先行して明瞭な極冠帯ブラックアウトが起こり、嵐が主相に入ると共に展開した極光帯ブラックアウトは広く亜オーロラ地帯に迄及んでいる。この場合極冠帯及び極光帯ブラックアウトが共に起こっているので前二者の性質を兼備しているものでありcombining型と呼ぶことにする。typeIVのアウトバストによつて生起される嵐は大部分この型に属する。

さて第49図はそれぞれのtypeの嵐に際して宇宙線強度がいかに変化したかを北半球の3観測の中性子成分によつて示したものである。low energy 型ではForbusch 型の減少は見られず、むしろ強度は上昇している。これに対しhigh energy 型ではすべての緯度において極めて烈しい強度減少が見られる。前者では200^rにも及ぶかなり大きな磁気嵐が存在したにもかかわらず宇宙線嵐が起こらず、却つて磁気嵐の主相が極めて小さい後者の場合に著し



第46図 1957年10月21日の地磁気嵐の過程における Δf_{\min} の世界的分布
(等高線は2Mc/s毎であり、斜線を施した部分は完全にブラックアウトになった領域である)。

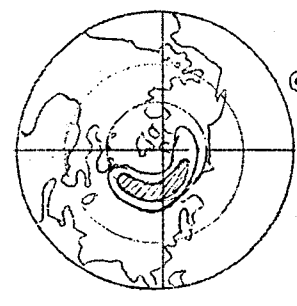
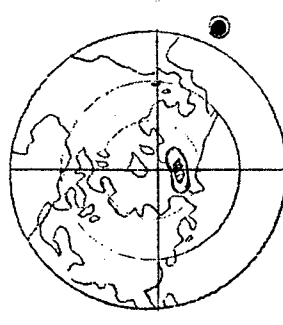
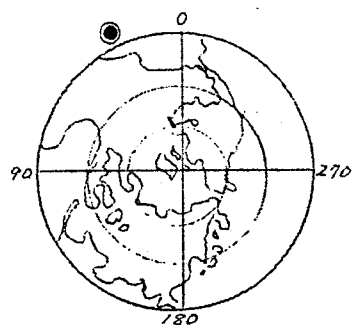
NOV. 1957



(1) Pre Sc (-2^h)

(2) Sc (+39^m)

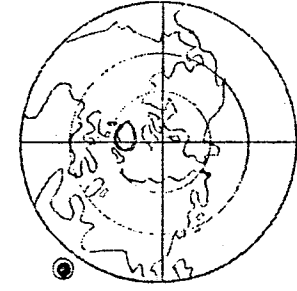
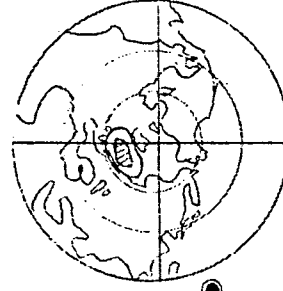
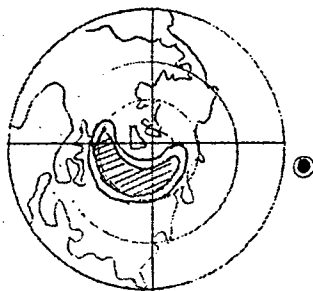
(3) Main Phase (+3^h)



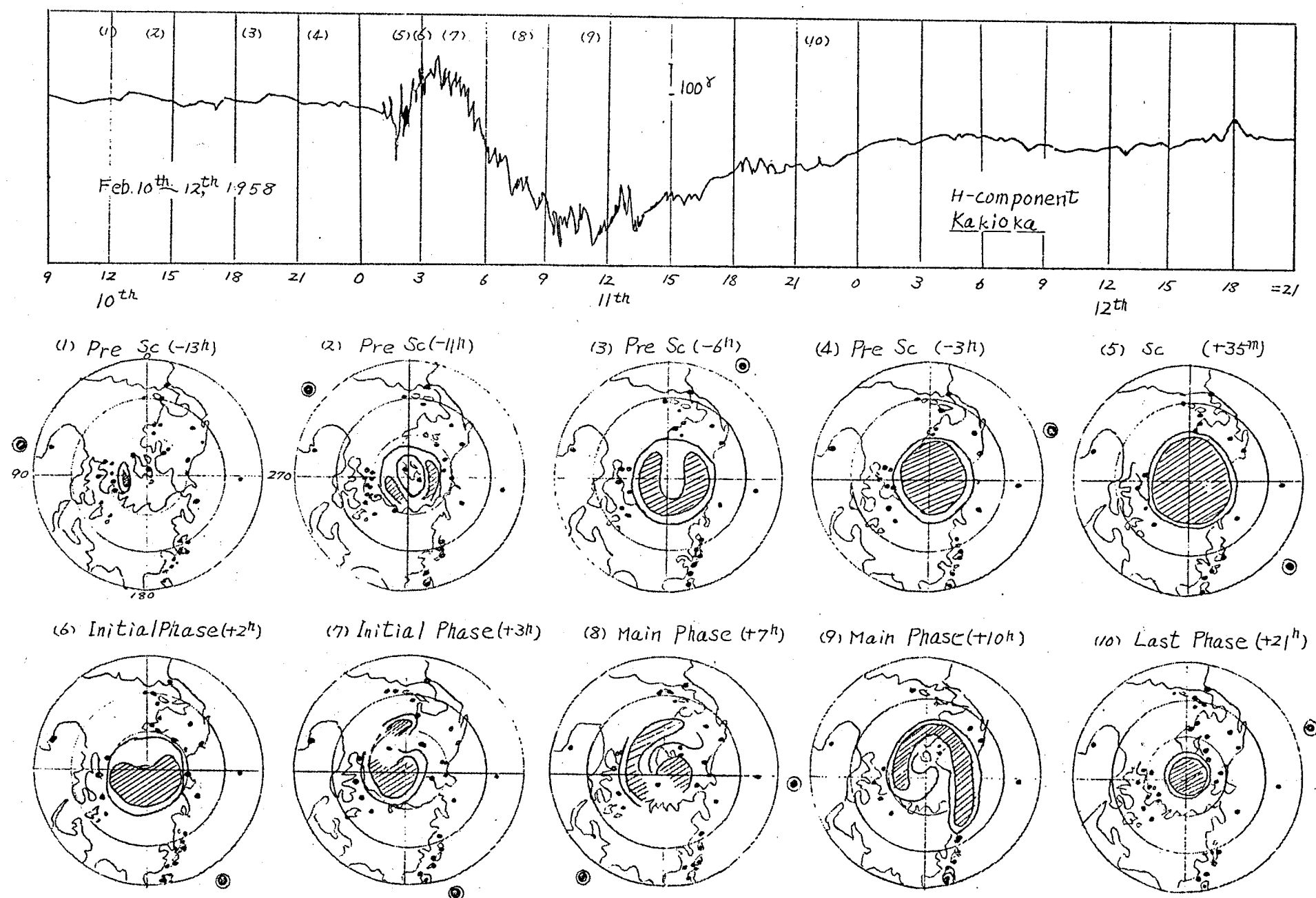
(4) Main Phase (+6^h)

(5) Last Phase (+10^h)

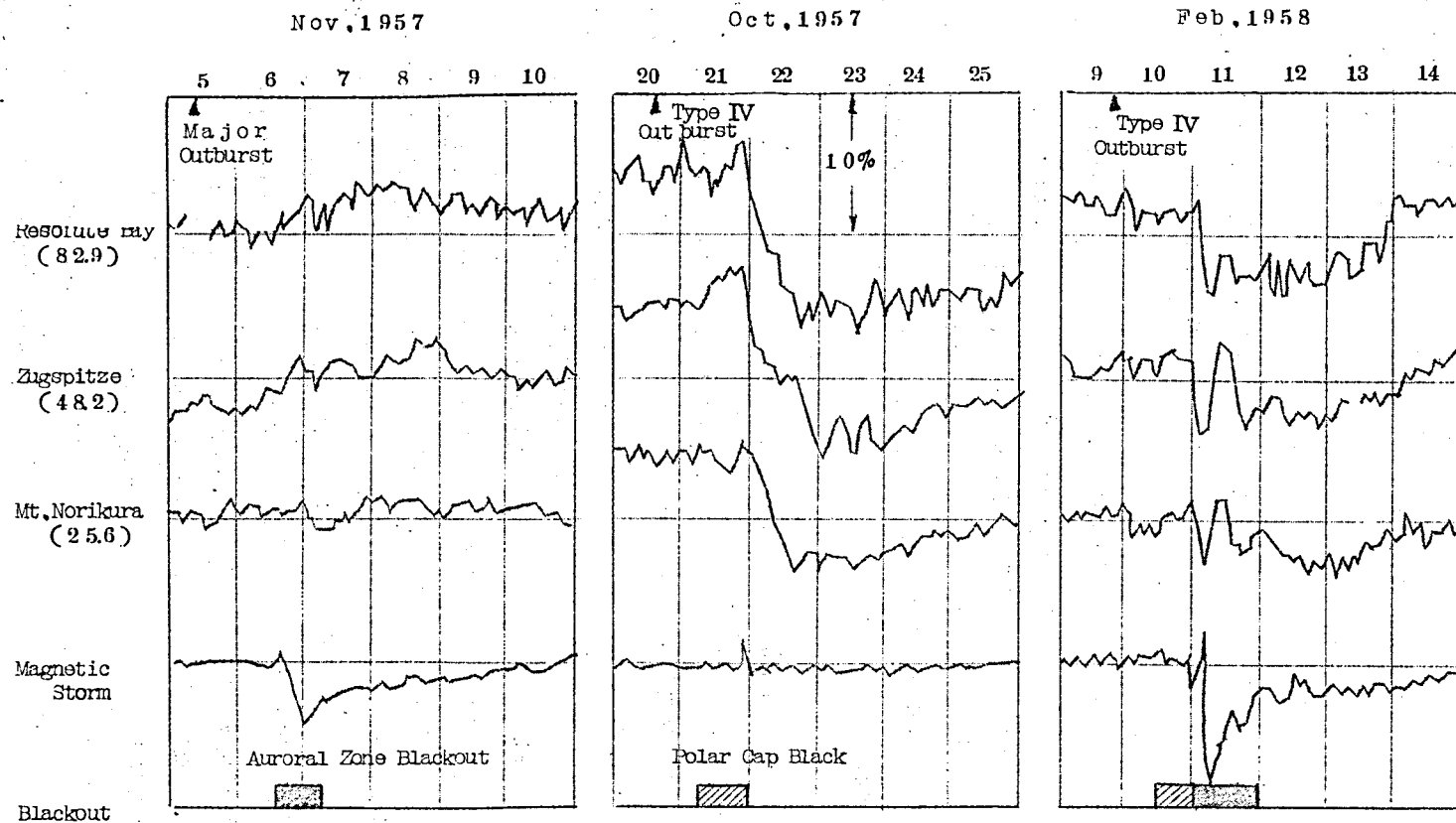
(6) Last Phase (+14^h)



第47図 1957年11月6日の地磁気嵐の過程における Δf_{min} の汎世界的分布
(等高線は2Mc/s毎であり、斜線を施した部分は完全にブラックアウトになった領域である)。



第48図 1958年2月11日の地磁気嵐の過程における Δf_{min} の汎世界的分布
(等高線は 2mC/s 毎であり、斜線を施した部分は完全にブラックアウトになった領域である)。



第49図 種々の荷電微粒子雲によつて起される宇宙線嵐

i) 1957年11月6日の場合
low energy型

ii) 1957年10月21日の場合
high energy型

iii) 1958年2月11日の場合
combining型

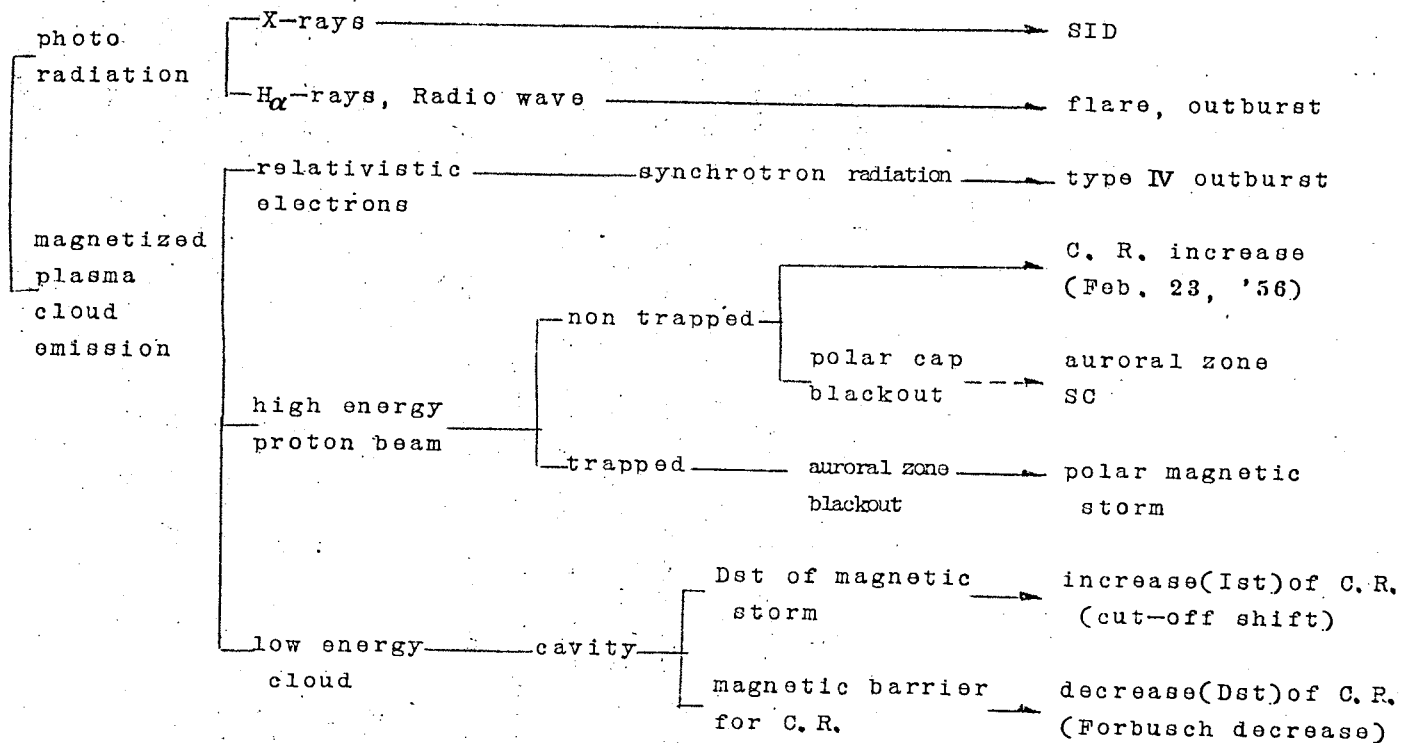
い宇宙線嵐を見たことは注目すべきである。神谷及び和田(1959)(63)が指摘したように宇宙線嵐の発生には地磁気嵐よりも、第IV種のアウトバーストの存在がより本質的であることが判る。即ち第IV種のアウトバーストを輻射する荷電粒子雲は極めて強い磁場を持つていなければならない。その磁場によつて、一次宇宙線が拡散されてForbusch型の強度減少が起こるのである。high energy型の例としてはこの他Aug. 29, '57, Mar. 25, '58, July 11, '59等が挙げられるがその時何れも乗鞍山観測所において5%以上の美しい宇宙線嵐が観測されている。

ところが地磁気嵐のDst磁場が大きくなると、中緯度では汎世界的な宇宙線強度増加が附加することは前章で述べた。その例がSep. 13, '57あるいはFeb. 11, '58の如きCombining型の場合に見られる。高緯度では明らかにForbusch型減少(Dst)が起つているのは磁気雲が入射宇宙線に対してmagnetic barrierとして働いたためである。しかし磁気嵐が起こり、地球磁場が歪曲されるとcut-off rigidityが減少し、そのために中緯度では強度の異常増加(Ist)が重畳する。

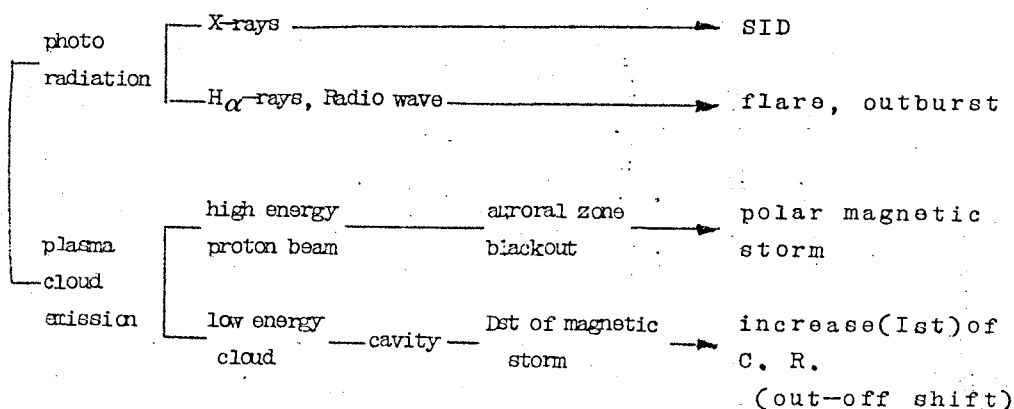
6.1.2 荷電微粒子雲と地球嵐のモデル

以上の事柄から考えられる太陽爆発の過剰エネルギー放射とそれによつて惹起する一連のearth stormの関連を第8表に要約する。(i)はtype IVのアウトバーストを伴うフレアーの場合である。フレアーに際して加熱されたコロナ凝集の放出する数 \dot{A} のX線は先ずD層の電離を増大してSIDを起こす。やがて強い黒点磁場を凍結した荷電磁気嵐が外部コロナへ向けて放出せられるが、雲中に生成される相対論的速度を持った電子は、その磁場に捕捉されてシンクロトロン輻射を行いマイクロ波のアウトバーストとして観測される。磁気雲は次第に拡張して行くので、それにつれて磁場は減少し、従つてアウトバーストの中心周波数は低い方へと推移し、VHF帯でtype IVのアウトバーストとして観測される。又磁気雲中ではFermi加速によつて高エネルギー陽子が生成される。そして特に加速が著しい場合には数10 BeVの高エネルギー陽子が作られ宇宙線の異常上昇として中低緯度でも観測される。10~100 MeVの高エネルギー陽子は磁場の容器に保存されつつ、次々に極冠帯電離層に侵入して下部電離層の異常電離を起こし、極冠帯ブラックアウトあるいは第III種宇宙雑音の減衰として観測される。この時高緯度地方で揚げられたBalloon又は人工衛星は宇宙線軟成分の異常上昇を捉えるのである。これらの粒子はダイナモアクションに関与しない低高度を電離するので地磁気擾乱は起こらない。さて大部分のより低エネルギー粒子よりなる磁気雲は $\sim 10^3$ km/sの速さで飛翔し、地

第8表 (i) Solar flare with type IV outburst



第8表(ii) Solar flare without type IV outburst



球周辺に到達するとその周りの空洞を圧縮し、地球磁場を歪曲せしめて汎世界的な磁気嵐を起こす。磁場の歪曲によつて1 MeV 程度の高エネルギー粒子は極光帯あるいはそれ以南に侵入し、極光帯ブラックアウトが起こる。この異常電離はダイナモシートにおいて行われるので極磁気嵐も発生する。地球周辺に到来した磁気雲はその持つ磁場のために通常の宇宙線に対してmagnetic barrier として働き宇宙線のForbusch 型減少(Dst)が起こる。しかしながらDst 磁場が発達するとcut-off rigidity が減少し、中緯度では汎世界的な宇宙線強度の上昇(Ist)が起こる。結局type IV のアウトバーストを伴うフレアーに際して放出される荷電粒子雲は強い磁場を凍結していることで特徴づけられる。

第8表(ii)はtype IV を伴わないフレアーの場合である。放出された荷電粒子雲は低エネルギー粒子より成り、強い磁場を凍結していないのでシンクロトロン輻射も起こらないし高エネルギー陽子も生成されない。それが地球周辺に到来すると空洞を圧縮し、そのためにDst磁場が発達する。1 MeV 程度の粒子は極光帯に侵入しブラックアウトを起こし、極磁気嵐が発生する。¹¹⁾地球磁場の減少によつてcut-off rigidity が減少し宇宙線の上昇(Ist)が起こる。しかしこの時荷電粒子雲は十分な磁場を持っていないので宇宙線嵐(Dst)は惹起しない。

以上太陽爆発に際して放出される微粒子群がいかにしてearth storm を生起せしめるかが明かになつた。微粒子輻射の機構自体はなお不明であるけれども、微粒子雲の規模自体に加えて、そこに含まれる粒子のエネルギー Spektrum が地球嵐の諸特性を支配していることが判つた。更にこれらの微粒子群が惑星空間の旅程においていかに変容し、いかなる姿態をとつて地球磁場に侵入するかを一考しておくことは是非共必要であらう。この点の考察を次節において行う。

6.2 太陽微粒子のエネルギー・スペクトラム

太陽から放出された微粒子群の地球大気への侵入、それに伴つて惹起するさまざまな地球嵐については既に述べた。太陽微粒子のあるものは熱平衡の状態、又あるものは相対論的速度に迄加速されて飛来する。本節ではこれ等の太陽微粒子のエネルギー・スペクトラムを求めて見る。それが電離層嵐、オーロラ、及び地磁気嵐に関する諸事実を総括的に説明出来るために、他の分野で取扱われた太陽微粒子のエネルギーに関する知識をも広く採用する。

各方面の観測データを同じ尺度によつて測るために、integral energy spectrumを用いる。即ち、ある値 E 以上のエネルギーを持つ微粒子のフラックス J ($\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$)は

$$J(>E) = \int_E^{\infty} j(E) dE \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

で定義される。ただし $j(E)$ はdifferential energy spectrumである。

第9表に太陽微粒子のフラックスに関する種々の観測資料を纏めてある。ただしある場合にはenergyの代りにmagnetic rigidityを用いてある。rigidity P は次の如く定義される。

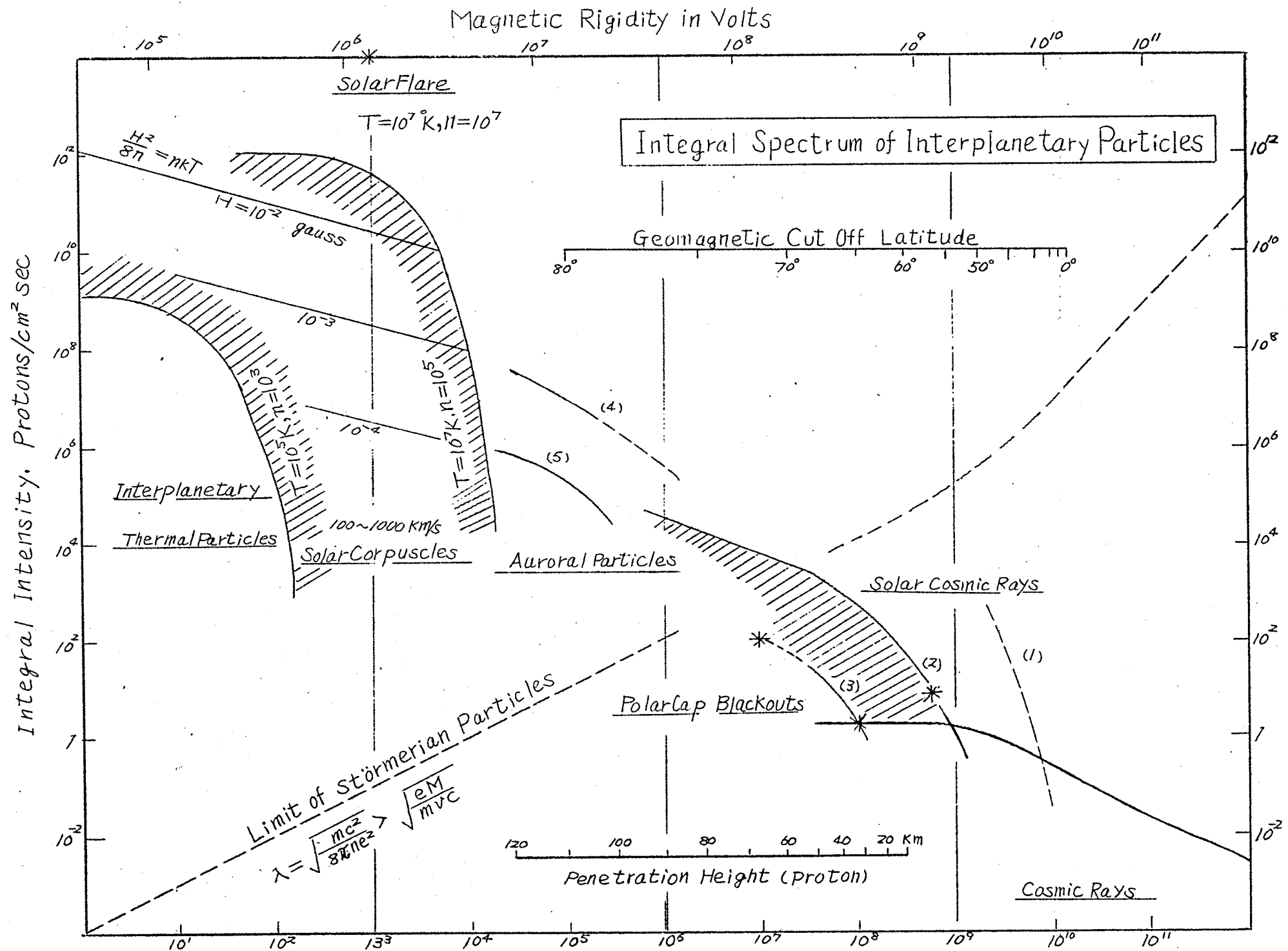
$$P = \frac{pc}{ze} = \frac{1}{ze} \sqrt{E^2 + 2m_0 c^2 E} \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

ただし ze は粒子の荷電量(e, s, u)、又 $m_0 c^2$ はその静止エネルギーである。又第9表を総合して、太陽微粒子のエネルギー・スペクトラムを求めると第50図のようになる。

先づ最も高いエネルギーは、1956年2月23日の巨大な太陽爆発に際して観測された宇宙線の異常上昇で与えられる。それは p^{-7} のスペクトラムを持つた高エネルギー陽子である(図中(1)によつて示す)。比較のために通常の宇宙線のエネルギー・スペクトラムも示してある。Bailey(1957, 1959)(6.4, 5)、shapley 達(1958)(6.6)によれば、この異常上昇のすぐあとから極電離層の異常電離が始まつている。Bailey(1959)は10~1000 MeVのプロトンがこの電離を起こしたものであると推定している。彼の推論は主としてVan Allen及びWinckler(1957)(6.7)の気球観測に基いたものであり、それは1 BV附近で p^{-5} なるrigidity spectrumを持つ(2)。1~100 MeV附近のエネルギー・スペクトラムは前述の極冠帯ブラックアウト、宇宙雑音の第Ⅲ種減衰、及び人工衛星、気球により高緯度で捉えた宇宙線の軟成分の測定から求められる。曲線(3)はAnderson 達(1959)(6.8)がChurchillで気球によつて観測した太陽宇宙線の場合である。1 MeV以下のエネルギーに対しては、Chamberlain(1954)(6.9)のオーロラスペクトル線のドップラーシフトによる推定(4)、及びVan Allen(1958)(6.10)、Meredith達

第9表 太陽微粒子の表

	Energy Range	Integral Spectrum	Investigators	Year	Remarks
Solar Cosmic Ray	2~15 BV	$J_0(P/P_0)^{-7}$	Meyer Barker Simpson	1956	5h Feb. 23, 1956
	0.5 BV~	$J_0(P/P_0)^{-5}$	Van Allen, Winckler	1957	21h Feb. 23, 1956
		$J_0=1.3/\text{cm-sec-sterad. } P_0=1.2\text{BV}$			(Balloon Obs.)
	~0.5 BV	$J_0(P/P_0)^{-1}$	Bailey	1959	21h Feb. 23, 1956
	100~400 MeV	$J_0(E/E_0)^{-4}$	Anderson et al	1959	11h Aug. 23, 1958
		$J_0=1.5/\text{cm}^2\text{-sec. } E_0=100\text{MeV}$			(Balloon Obs.)
	30~100 MeV	$J_0\sim 500/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Rothwell, McIlwain	1959	Satellites, Aug. 1958
Auroral Particles	10~100 KeV	$J_0=10^7\sim 10^8/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Chamberlain	1954	Auroral Doppler Shift
	30~500 KeV	$J_0 \exp(-E/E_0)$	Meredith et al	1958	Rocket Obs.
		$J_0=1.8\times 10^5/\text{cm}^2\text{-sec-sterad. } E_0=72\text{KeV}$			(Ion Counter)
	10~100 KeV	$J_0=10^6\sim 10^8/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Van Allen	1958	" Electrons
	1 MeV	$J_0\sim 10^5/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Hakura, Obayashi	1959	Auroral zone Blackouts
Corpuscles	200 Km/s	$J_0=2\times 10^{10}/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Chapman	1950	Magnetic Storms
	500~1500 Km/s	$J_0=10^{10}\sim 10^{12}/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Biermann	1957	Comet Tail
	10 eV~1 KeV	$J_0=10^9\sim 10^{12}/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Obayashi	1958	Storm Pulsations
Others	2~15 BV	$J_0(P/P_0)^{-1.1}$	Van Allen and Singer	1950	Cosmic Rays
	30 eV	$J_0=0.5/\text{cm}^2\text{-sec-sterad. } P_0=1\text{BV}$ $J_0=1/4nv=10^9/\text{cm}^2\text{-sec.}$	Chapman	1957	Extension of Corona



第50図 太陽微粒子のエネルギースペクトラム

(1958) (611) のロケットによるオーロラ粒子の直接測定(5)がある。

次に荷電粒子雲を構成する更に低エネルギーの粒子について考えてみよう。Bireman(1957) (612) は comet tail の運動が太陽から 500~1500 km/s の速度の荷電粒子流が絶えず流出していることを示すものであることを指摘した。彼の推定によると粒子のフラックスは静かな状態では大体 $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 、地磁気嵐の時には $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ である。さて太陽微粒子密度の極小値は惑星間ガスのそれによつて決まる筈である。Chapman(1957) (613) は惑星間ガスを太陽の外部コロナの延長と考え、その地球近傍の温度を $2 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ (30 eV) としている。又黄道光の観測から推定されるガスの密度は 600 cm^{-3} 程度である。これ等の値から考えて静かな状態での粒子のフラックスは $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ とするのが適當である。

さて低エネルギーの太陽微粒子の持つスペクトラムについては現在殆んど判っていないが、それは熱平衡にあると考えてよいであろう。Spitzer(1956) (614) によれば粒子の運動エネルギー分布が Maxwell 分布に近づくに要する時間、"Self-Collision time" τ は

$$\tau \approx \frac{1.14 A^{1/2} T^{3/2}}{n \ell n A} \text{ (sec)} \quad \dots\dots\dots (63)$$

である。T は温度($^\circ\text{K}$)、A は粒子のプロトンに対する比重で例えば電子の場合は $\frac{1}{1823}$ である。 $\ell n A$ は太陽大気においては常に $\ell n A \approx 20$ である。太陽コロナにおいては、 $T \sim 10^6 \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $n \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ であるからいかなる場合にも数時間以内に Maxwell 分布が得られる。従つてここに問題にしている低エネルギー(1 KeV 以下の)の太陽微粒子は常に熱平衡にあり、Maxwell 分布をしている。このような考えから静かな惑星間ガスに対して $T = 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $n = 10^3$ 又太陽爆発は際して放出される荷電粒子群に対して $T = 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $n = 10^5$ を採用し、それが Maxwell 分布であるとしたエネルギー・スペクトラムが第50図に示してある。

さて、太陽から放出された荷電粒子雲が膨張すると、雲中の粒子は断熱冷却を受ける。もし膨張が τ に比べてゆるやかに行われると、

$$T \propto n^{\gamma-1} = n^{2/3} \quad \dots\dots\dots (64)$$

従つて粒子の密度が 10^7 cm^{-3} から 10^4 cm^{-3} に減少すると、粒子の平均状態エネルギーは 1 KeV から 10 eV に減少する。従つて粒子雲の飛翔速度は 1000 km/s 程度であるが、それを構成す

る粒子自体のエネルギーは遙かに低いのである。

このように 1 KeV 以下の低エネルギー粒子は断熱冷却を受けるが、高エネルギー粒子はその速度が早く密度が小なるため冷却を受けないでむしろ Fermi 機構によつて加速される (615)。Parker 及び Tidman (1958) (616) によると乱流磁場を持つたプラズマ内で thermal 粒子が suprathermal となるためには、Fermi 過程に対する時定数 τ_F が coulomb 過程のそれ、 τ_c より短くなければならぬ。即ち

$$\tau_F = \frac{L_V}{V^2} < \tau_c = \frac{\lambda(v)}{V} = \frac{m^3 V^5}{32 \pi e^4 n k T \ln \Lambda} \dots\dots (65)$$

ただし L は磁気嵐と粒子の衝突における平均自由行程であり、 V は粒子の加速に關与する電磁流体波の速度である。今 $L \sim 10^4 \text{ Km}$ 、 $n \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ を用いると加速の限界のエネルギーは

$$E_0 = \left[\frac{8\pi}{3} e^4 n L \ln \Lambda \right]^{1/2} \sim 0.3 \text{ KeV} \dots\dots\dots (66)$$

従つて thermal particle の中 1 KeV 以上のものは大部分 Fermi 機構によつて加速されて、エネルギー分布における non maxwellian suprathermal tail を形成する。1 KeV 以下の低エネルギー粒子に対しては、coulomb 過程が有効でそれ等は Maxwell 分布を保ちつつ、冷却される。

Parker (1957) (617) によれば Suprathermal Particle の differential energy spectrum は、雲から飛出す前に磁気乱子と平均 N 。回衝突するとすれば、

$$j(E) = 2^{1+\gamma} j_0 \cdot \frac{1 + \frac{E}{m_0 c^2}}{\left[1 + \frac{(E + m_0 c^2)^2}{m_0^2 c^4} \right]^{1+\gamma}} \dots\dots\dots (67)$$

である。但し $\gamma = \frac{c^2}{4N_0 V^2}$ 、そして $m_0 c^2$ はプロトンの静止エネルギーである。従つて integral energy spectrum は

$$J(>E) = 2^\gamma J_0 \left[1 + \frac{(E + m_0 c^2)^2}{m_0^2 c^4} \right]^{-\gamma} \dots\dots\dots (68)$$

特に相対論的高エネルギー部分では

$$J(>E_r) \propto E_r^{-2\gamma} \dots\dots\dots (69)$$

ここで $\gamma \sim 2.5$ とするとほぼ E^{-5} となつて実測と一致する。

さて、第 50 図にはプロトンの penetration depth (Bailey, 1959) 及び

magnetic cut-off rigidity も併せ示してある。地磁気緯度と magnetic cut-off rigidity の関係は歪曲を受けないダイポールに対する。

$$P = 14.7 \cos^4 \phi, \quad (\text{in BV}) \quad \dots\dots\dots (610)$$

から求めている。

最後に磁場に侵入する粒子群が単一粒子として運動するか、あるいはプラズマとして振舞うかを規定する限界について考えて見る。Ferraro (1952) (618) は粒子の密度がある限度以下になると粒子間の交渉は少なくなり、それ等はほぼ störmner 軌道をとることを示した。その限界はプラズマの shielding depth λ_D が地球磁場の存在下における粒子の impact parameter (störmner unit) より小さくないという条件で決定される。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{mc^2}{8\pi ne^2}} \geq \sqrt{\frac{eM}{m v c}} \quad \dots\dots\dots (611)$$

ここに n は粒子の密度、 M は地球磁場のモーメントである。従つて限界フラックス J_c は

$$J_c = \frac{1}{4} n c v = \frac{c P^2}{32 \pi e M} \quad \dots\dots\dots (612)$$

で与えられる。第 50 図における点線は J_c の値を示す。それは我々の推定した太陽粒子のスペクトラムを 10 ~ 100 MeV 領域で横切る。この限界以上の粒子は単一粒子として地球に侵入し、それ以下のものは Chapman-Ferraro (1932) (619) の指摘したごとく、導電性ガスとして振舞う。従つて太陽爆発に際して生成され、宇宙線の異常上昇、あるいは極域ブラックアウトによつて観測される高速太陽微粒子は単一粒子として地球に侵入する。これに対して荷電粒子雲を構成する大部分の低エネルギー粒子群は導電性プラズマの空洞を形成し、地球磁場の歪曲に参与するのである。

6.3 第 VI 章のとりまとめ

太陽爆発に際して放出される光子及び微粒子群が S I D、極域ブラックアウト、地磁気嵐、オーロラ、宇宙線嵐等一連の地球嵐を生起する。従つて逆にこれ等の地球嵐を経過的に検討することによつて、太陽爆発の機構とそれに伴う地球嵐のモデルが得られる。

処で太陽爆発の際放出せられる微粒子雲は少くとも二つの型に分類される。その一つは type IV のアウトバーストを伴う爆発の際放出せられるもので、これは極冠帯ブラックアウト及び宇宙線の Forbusch 型嵐を生起する。この種の微粒子雲はそれがシンクロトロン輻射を行うこ

とから、又宇宙線を遮蔽することから強い黒点磁場を凍結したプラズマ雲であると考えられる。ブラックアウトに関与するエネルギー $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の陽子は、その磁気雲の中でFermi加速により生成されたものであろう。今一つの微粒子雲はtype IV のアウトバーストを伴わない太陽爆発に際して放出されるもので、この場合極冠帯ブラックアウトも宇宙線嵐も起らない。この種の微粒子雲はそれが地磁気嵐を生起することから、空洞を圧縮して地球磁場を歪曲せしめると低エネルギー微粒子のみから成るプラズマ雲であると考えられる。これ等二種類の場合の地球嵐のモデルを夫々第8表(1)及び(11)に要約してある。(1)はtype IV のアウトバーストを伴うフレアーの場合である。フレアーに際して加熱されたコロナ凝集の放出する数 \AA のX線は先ずD層の電離を増大してSIDを起こす。やがて強い黒点磁場を凍結した荷電磁気嵐が外部コロナへ向けて放出せられるが、雲中に生成される相対論的速度を持つた電子は、その磁場に捕捉されてシンクロトロン輻射を行いマイクロ波のアウトバーストとして観測される。磁気雲は次第に拡張して行くので、それにつれて磁場は減少し、従つてアウトバーストの中心周波数は低い方へと推移し、VHF帯でtype IV のアウトバーストとして観測される。又磁気雲中ではFermi加速によつて高エネルギー陽子が生成される。そして特に加速が著しい場合には数 10 BeV の高エネルギー陽子が作られ宇宙線の異常上昇として中低緯度でも観測される。 $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の高エネルギー陽子は磁場の容器に保存されつつ、次々に極冠帯電離層に侵入して下部電離層の異常電離を起こし、極冠帯ブラックアウトあるいは第Ⅲ種宇宙雑音の減衰として観測される。この時高緯度地方で揚げられたBalloon 又は人工衛星は宇宙線軟成分の異常上昇を捉えるのである。これ等の粒子はダイナモアクションに関与しない程低高度を電離するので地磁気擾乱は起こらない。さて大部分のより低エネルギー粒子よりなる磁気雲は 10^3 Km/s の速さで飛翔し、地球周辺に到達するとその周りの空洞を圧縮し、地球磁場を歪曲せしめて汎世界的な磁気嵐を起こす。磁場の歪曲によつて 1 MeV 程度の高エネルギー粒子は極光帯あるいはそれ以南に迄侵入し、極光帯ブラックアウトが起こる。この異常電離はダイナモシートにおいて行われるので極磁気嵐も発生する。地球周辺に到来した磁気雲はその持つ磁場のために通常の宇宙線に対してmagnetic barrier として働き、宇宙線のForbusch 型減少(Dst)が起こる。しかしながらDst 磁場が発達するとout-off rigidity が減少し、中緯度では汎世界的な宇宙線強度の上昇(Ist)が起こる。結局type IV のアウトバーストを伴うフレアーに際して放出される荷電粒子雲は強い磁場を凍結していることで特徴づけられる。

以上太陽爆発に際して放出される微粒子群がいかにしてearth stormを生起せしめるかが明らかになつた。微粒子輻射の機構はなお不明であるけれども、微粒子雲の規模自体に加えて、

そこに含まれる粒子のエネルギー・スペクトラムが地球嵐の諸特性を支配していることが判った。

更にこれらの微粒子群が惑星空間の旅程においていかに変容し、いかなる姿態をとつて地球磁場に侵入するかを一考しておくことは是非共必要であろう。

太陽爆発に際して放出され、地磁気嵐を起こす荷電微粒子群は、地磁気嵐の諸性質を用いた推定から、あるいは太陽大気自体に対する知識から温度 $10^6 \sim 10^7$ °K, 電子密度 10^7 程度のプラズマ雲が熱平衡を保ちつつ次第に膨張したものと考えられる。ところが、極冠帯ブラックアウト、それに関連して観測された太陽宇宙線の異常上昇は相対論的速度を持つた太陽微粒子の存在を示している。これ等太陽微粒子のフラックスに関するあらゆる情報を総合してエネルギー・スペクトラムを作ると、高エネルギー部分のフラックスは Maxwell 分布から推定される量より遥かに多いことが判る。前に述べたようにこのような高エネルギー部分は主として type IV のアウトバーストに伴つて観測されるものである。type IV のアウトバーストを輻射する荷電粒子雲は高速度電子とそれを捕捉している強い磁場を持つている。そのような磁気雲中では約 1 KeV 以上の陽子に対しては Fermi 加速が有効であり、それによつて生成される高エネルギー陽子がエネルギー・スペクトラムの non-Maxwell tail を形成する。1 KeV 以下の低エネルギー粒子に対しては Coulomb 過程が有効であり、それ等は Maxwell 分布を保ちつつ 10 eV に迄冷却されて地球周辺に到達し、空洞を圧縮し地磁気嵐を生起する。

type IV のアウトバーストを伴う爆発に際して強い磁場を持つた微粒子雲が放出されることは、Forbusch 型宇宙線嵐が地磁気の大きさよりも type IV のアウトバーストの存在とより密接な関係にあると云う統計的事実を説明し得る。宇宙線嵐を起こすために $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ガウス程度の磁場が要求されているが、これは持出されたコロナ領域の磁場が荷電粒子雲の膨張と共に減少したものと考えられる。

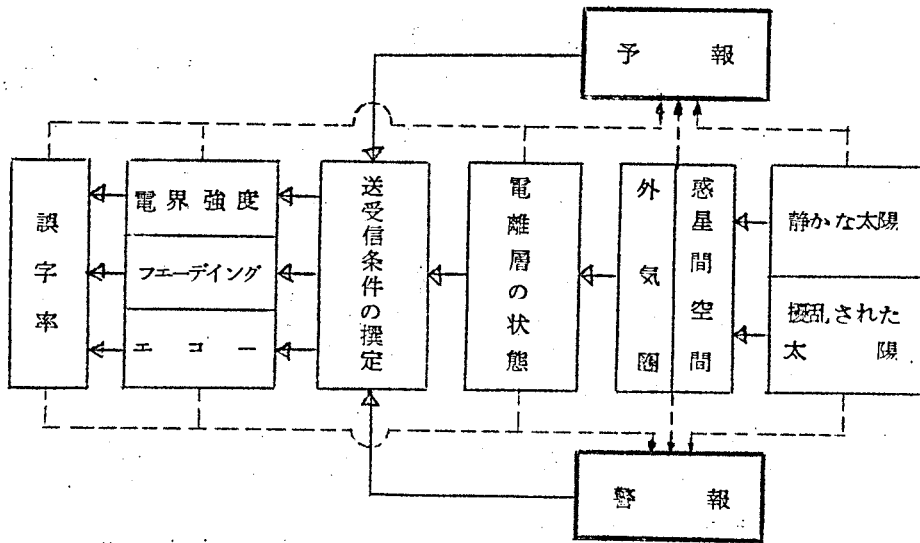
第Ⅶ章 電波警報への応用

7.1 短波通信擾乱と警報

Marconi(1901)が英露間の短波無線通信に成功してから約60年、その間短波通信の躍進は目覚しく、現在無数に張りめぐらされた国際通信網によつて我々はいながらにして世界の声を聞くことができる。云う迄もなく短波通信は電離層を媒介として行われるものであるから、その安定性は電離層自体の諸変化に依存する。電離層は太陽活動度、季節、地方時、地磁気緯度等によつてさまざまな変化を示すから、短波通信は回線毎にそれぞれ最も適当な周波数を撰定して使用すべきである。この撰定条件の予報を行うのが“電波警報”である。それは1ヶ月間の電波伝播の平均状態の予報である。これに対して今ここで問題にしようとする“電波警報”は日々の、あるいは時々刻々の平均状態からの偏差の予告である。予報が偏差を統計的変動と看做すのに対し、その変動の理由を追及し、特に大きな偏倚が予想される時、それを予告しあるいは警告を発するのが警報である。従つて警報の対象は主として通信擾乱である。それは既に先章で取扱つた地球嵐の範疇に属するからそこに得られた結論はすべて警報を行なう上に役立つ筈である。

一般に通信擾乱は二種に大別されている。その一つはSWF(デリンジャー現象)であり、他は地磁気嵐に伴う通信擾乱である。前者はフレアーに際して放出される過剰輻射線によつて生起するもので、その時日射半球の通信回線は突然数十分にわたる著しい減衰を受ける。これに対し後者は太陽微粒子群の作用によつて起こるもので、一般に極回線が先ずその被害を受け、その後擾乱は次第に低緯度に及んで数日間にわたり国際短波通信を麻痺状態におとし入れる。このようにその輻射するUV線によつて電離層を形成し短波通信を可能ならしめた太陽自体が、時として巨大な過剰エネルギーを放出して国際通信網を混乱におとし入れるのである。従つて警報を行うためには太陽大気の状態の研究、あるいはその擾乱が伝わる惑星間空間、外気圏の状態、更に最も直接的には電離層についての充分な検討が必要である。(第51図)。

この章の目的は前章迄に取扱つた太陽爆発と地球嵐の諸問題を電波警報に応用することを試みると共に、更にそれを補足充実することにある。その意味で先づ太陽活動度の各時期に現われる通信擾乱の諸特性を述べ、次に通信擾乱自体従つてSWF及び地磁気嵐に伴う通信擾乱の諸性質に就いて詳しく論じることにする。そして最後に平磯電波観測所に於て電波警報が如何にして行われているかについての解説を試みる。



第51図 短波国際回線の保守とその予報警報に関する系統図

7.2 太陽活動度の11年周期と通信擾乱

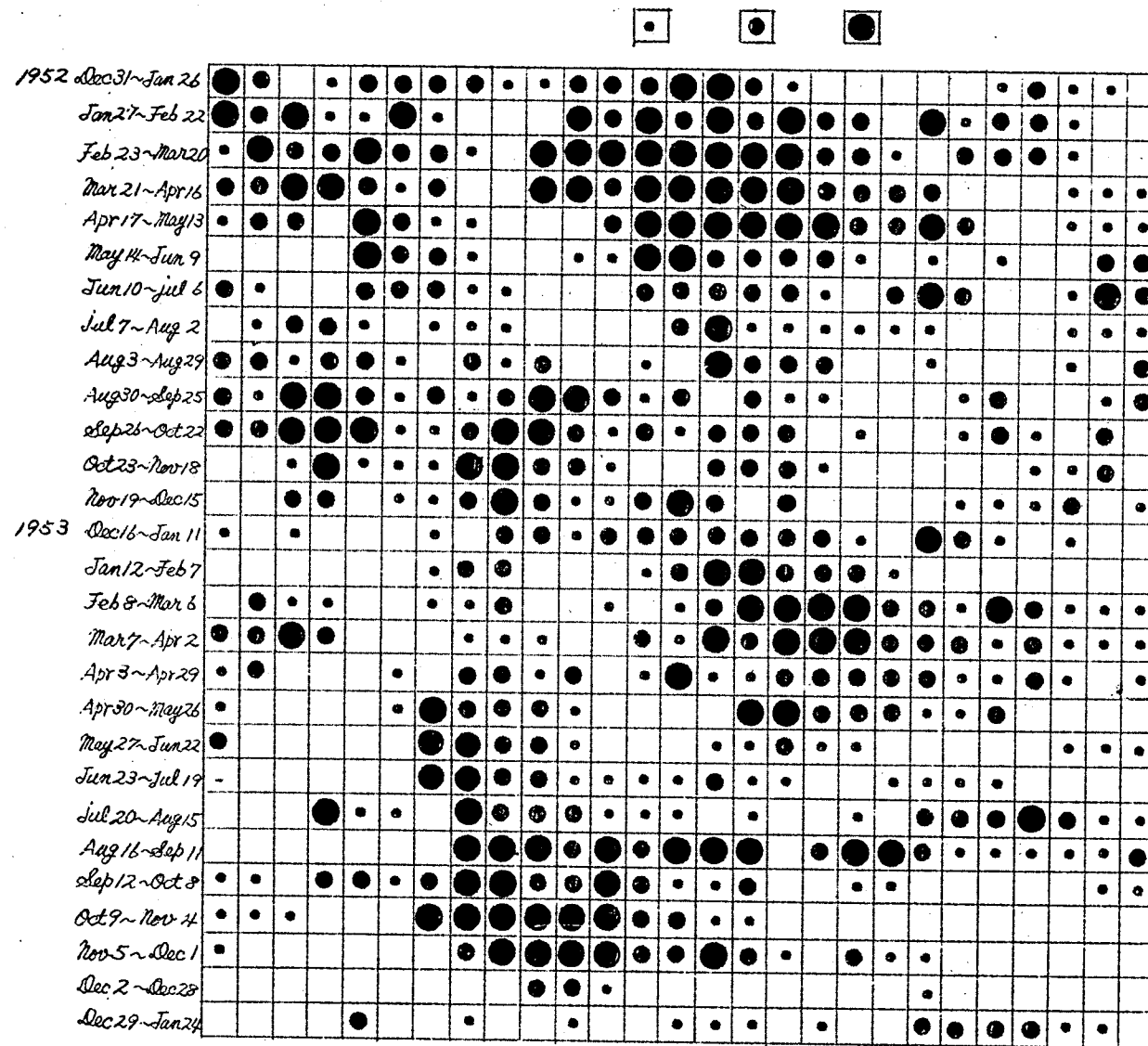
7.2.1 太陽活動度と地球嵐

太陽黒点の出現によつて代表される太陽活動度は11年の周期をもつて消長する。それにつれて地球嵐はさまざまな様相を呈するが、その最も直截極端な諸性質は地磁気擾乱に現われる。第52図は国際特性指数を用いて地磁気活動度の変化を表わした27日の回帰表(Recurrence table)である。太陽活動度の下降期に当る1952.53年(a)では明瞭な27日回帰性の嵐が出現し、それ等は時として半年以上も継続している。これに対し最も太陽活動度の高かつた1957.58年即ちIGY中(b)には回帰性は顕著でなくむしろ嵐の発生は突発的に起こっている。個々の嵐を調べて見ると、前者は大部分いつ始まるとも知れず起こりだらだらと一週間以上にもわたつて続くS_g型(緩始型)の地磁気嵐であり、後者は烈しいS_c(Sudden commencement)によつて始まり、初相から主相、終相へと僅か1~2日の中に烈しく変化するS_c型(急始型)の地磁気嵐である。二つの嵐が異質のものであることを示すために、両者に属するそれぞれ30数個の平均的变化と太陽黒点数、200Mcの太陽雑音のフラックス、及びコロナの強度を比較したものが第53図である(新野、1956)。これによつて回帰性S_g型の地磁気嵐は黒点の無い領域が太陽の中央子午線を通過した時起的、逆に突発的に起こるS_c

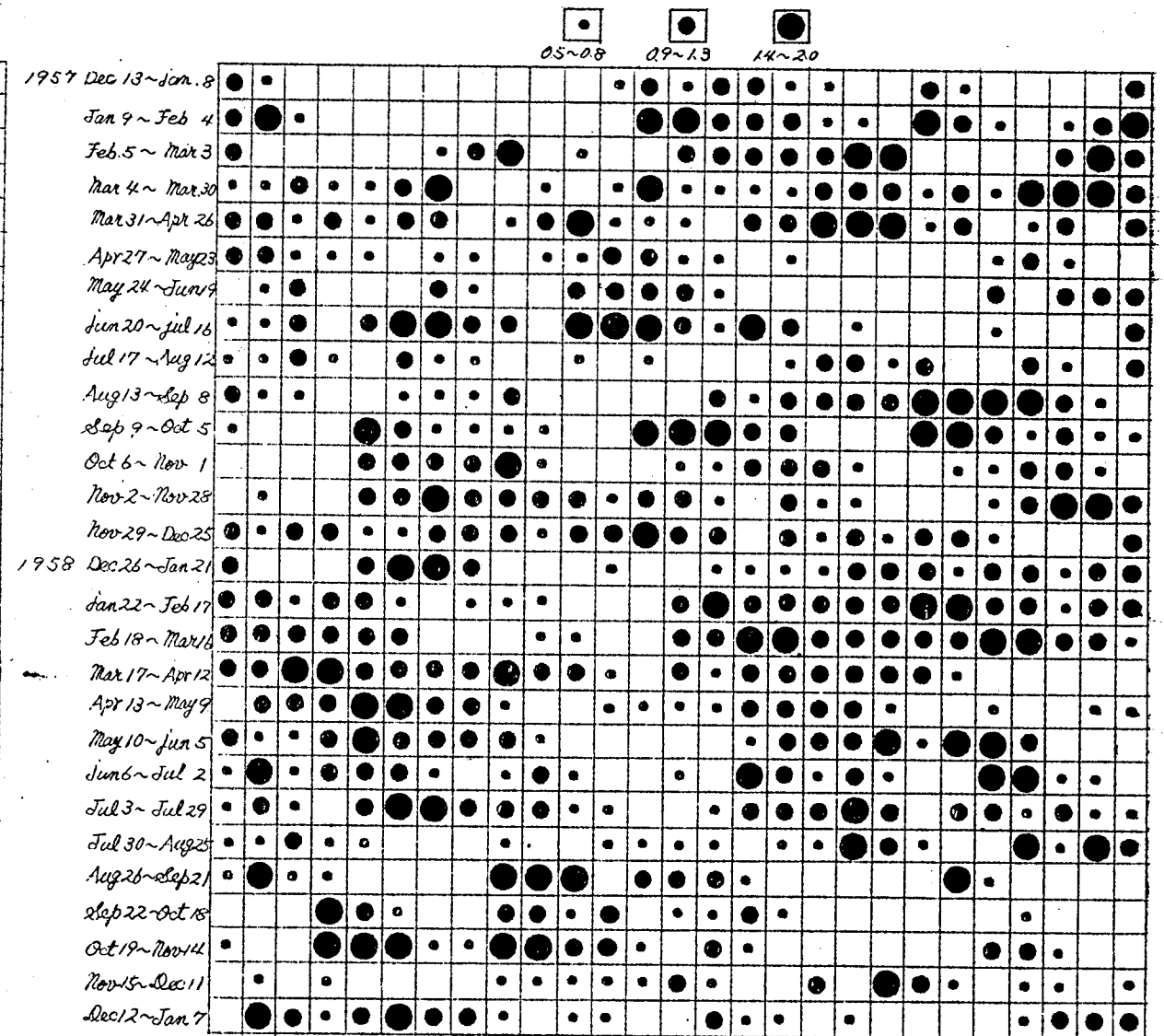
第10表 急始型及び緩始型地磁気嵐の諸性質

Type of Geomagnetic storm		Sc-type		Sg-type	
Characteristics		Typical	other	Typical	other
Characteristics	onset	SC	"	non SC	"
	Duration	1 - 2 days	"	a week or more	3 - 4 days
	Trace char	violent	rather violent	Slowly varying	"
	Storm time variation	apparent	"	not apparent	"
	Occurrence	isolated or shortly recurrent	"	fairly recurrent	rather recurrent
Period of Sunspot Activity		maximum	except minimum	decreasing or minimum	all period
Solar event related		Flare radio outburst of type IV	Flare radio outburst	M-region UM-region, or stable coronal streamer	"
other Terrestrial Disturbance related		solar C.R. increase polar cap B.O. Auroral zone B.O. Aurora ordinary C.R. storm F2 layer storm	" " "	Auroral zone B.O. Aurora F2 layer storm	" " "
Model		magnetized plasma-cloud	plasma- cloud	stable plasma-stream	rather stable "

MAGNETIC ACTIVITY INTER NATIONAL CHARACTER FIGURE



(a) 太陽活動度下降期 (1952, 1953)



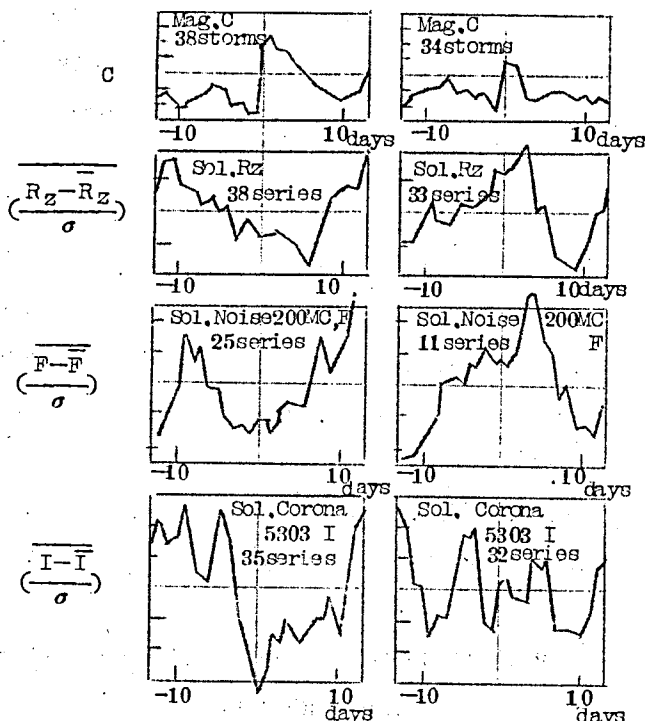
(b) 太陽活動度極大期 (1957, 1958)

第52図 国際特性指数で表わした地磁気活動度の27日回歸表

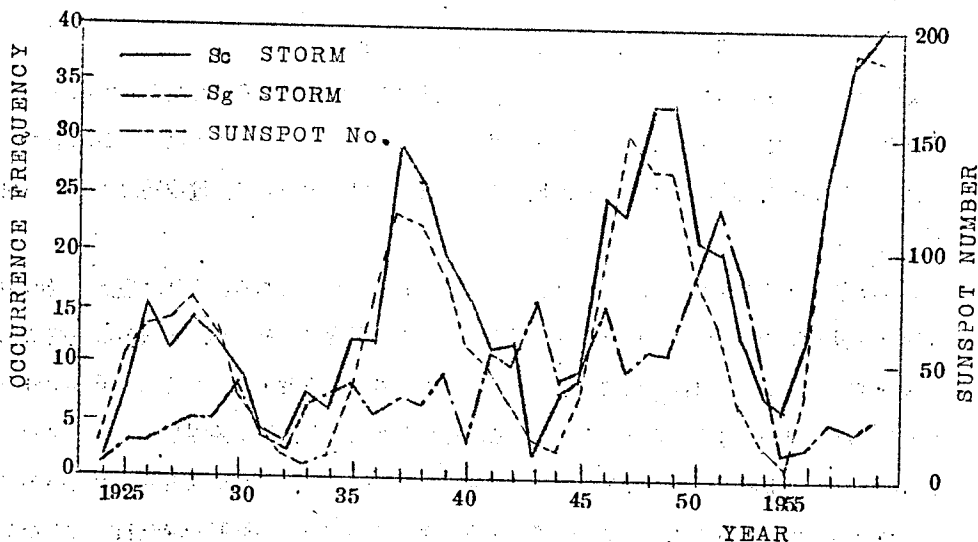
型の嵐は太陽黒点活動度と深い関係があることが判る(71)。

それは第54図に示す黒点数と両者の出現頻度を比較して見ても明らかである。即ちSc型の地磁気嵐の発生頻度(実線)は太陽黒点数(点線)と非常によい一致を示すが、Sg型の地磁気嵐のそれ(鎖線)は黒点数と無相関でむしろ黒点数下降期に頻度の極大がある。両者の諸特性を第10表に列記してある。これから判るように二つの嵐は非常に異なった特色を持つので、

以下項を別にして論じることにする。



第53図 2.7日回帰性の地磁気嵐(左)と回帰性のない急始嵐(右)とに対応する種々の太陽面現象(太陽黒点数Rz, 200MC/Sの太陽電波フラックスF, 5303Åのコロナ強度I)の日変化(新野による)。



第54図 急始型及び緩始型地磁気嵐の発生頻度と太陽黒点数の年変化

7.2.2 回帰性地磁嵐と通信嵐

先にも述べたごとく、太陽活動度下降期あるいは極小期には、地磁気の擾乱が太陽自転周期に等しい約27日の回帰性をもつて現われる。これを説明するために Bartels は太陽面に仮想的なM-領域(M-region)を考え、そこから荷電微粒子が絶えず流出していて、その流れが太陽の自転に伴って27日毎に地球を掃引するモデルを考えた(72)。従来、M-領域の本性に関して多くの議論がなされたが、最近Babcock父子(1955)が太陽面磁場の強さを測定した結果、黒点の持つ双極性磁場とは異なる単極性磁場領域(UM-region)の存在を発見し、これこそM-領域であると指摘したことは注目に値する。(73)。若し、単極性磁場が地球近傍迄延びているとすれば、その磁場に沿って太陽から噴出される微粒子流は地球に到達し磁気嵐を起こす可能性がある。又新野(1956)(74)は回帰性嵐とCMP約2日のコロナ緑線強度と逆相関が良く、春には南半球のコロナが、又秋には北半球のそれが特に地磁気擾乱に影響を及ぼすことを示した。この事実は微粒子流の指向性がかなり鋭いことを示している。

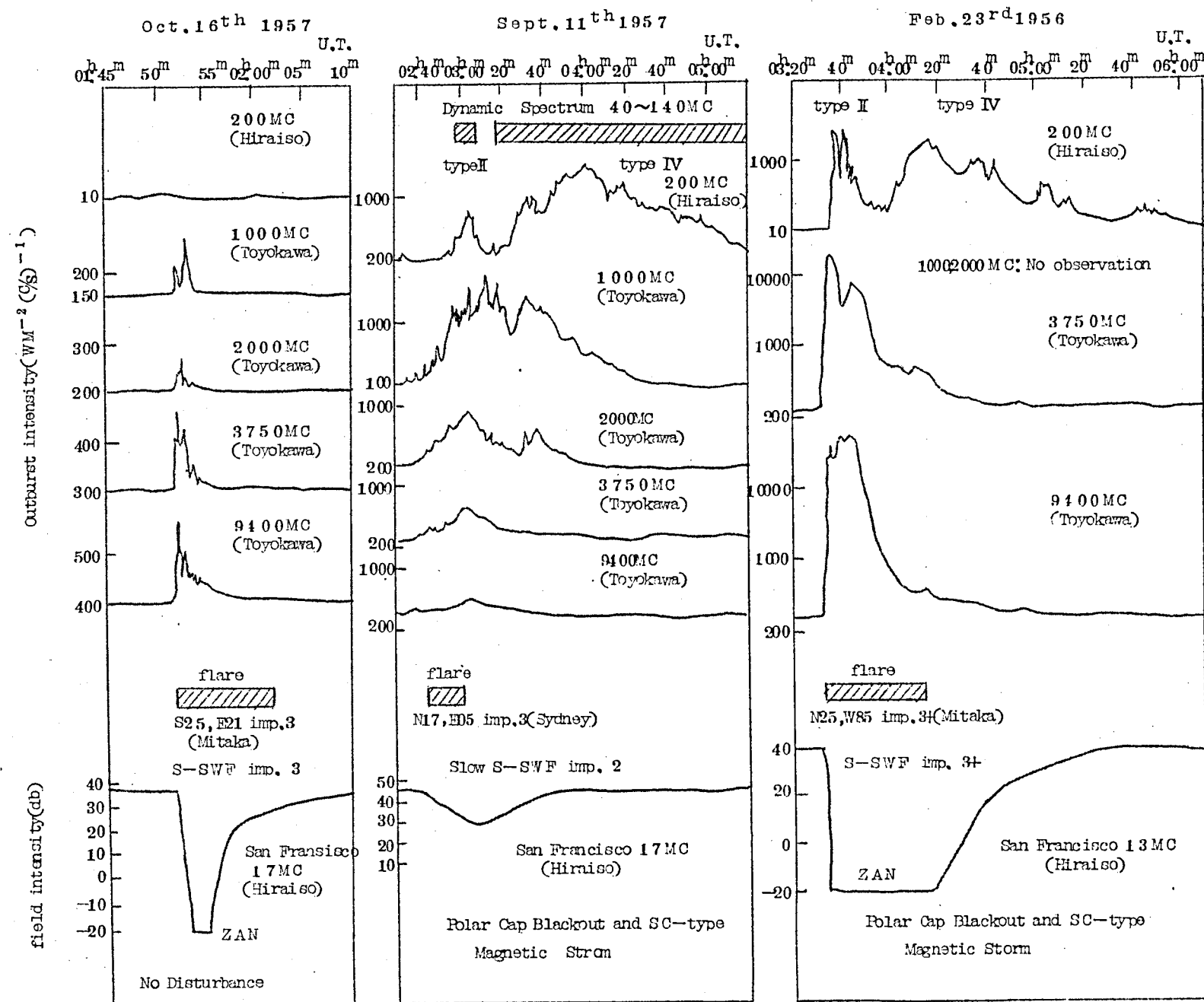
さて回帰性嵐はその持つ回帰性の故に発生を予知警告することは容易であるが、次の特質を有するためその警報は極めて重要である。

- (i) 擾乱が1週間あるいはそれ以上にも及ぶため、その通信状態に与える影響は大きい。
- (ii) 回帰性嵐が起こり易い太陽活動度下降期又は極小期には通常の時でもMUFとLUFによつてまる通信可能周波数帯が狭いため、軽度の擾乱によつても通信障害が起こり易い。

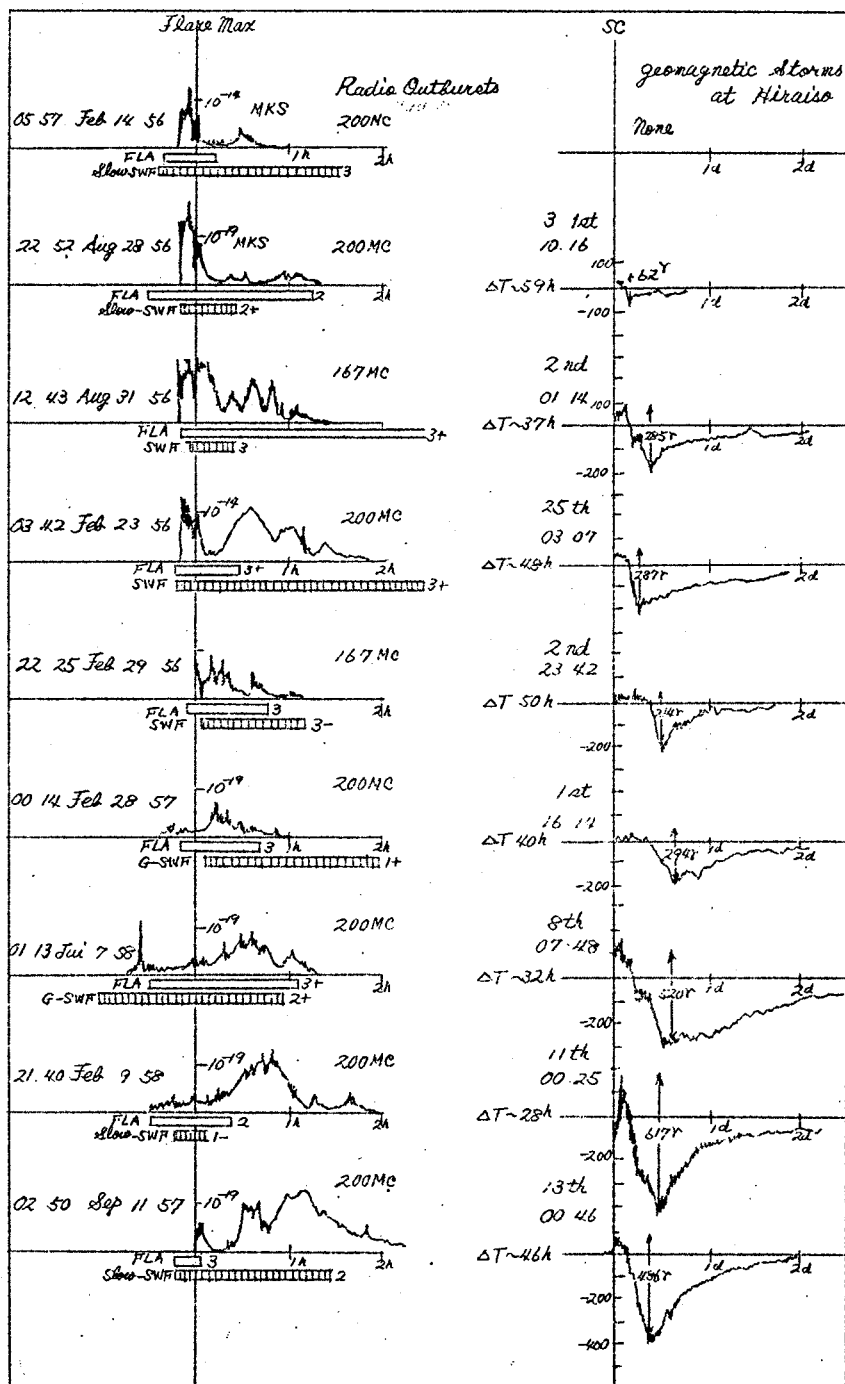
7.2.3 太陽活動度極大期の通信擾乱

太陽活動度最盛期には多くの活潑な黒点群が出現する。黒点の強烈なしかも変化に富む磁場はその附近の太陽大気に巨大なエネルギーを蓄えては放出する。その時我々はSIDに始まり、宇宙線嵐の異常上昇、極域ブラックアウト、Sc型地磁気嵐、オーロラ、電離層嵐等一連の地球嵐を経験する。

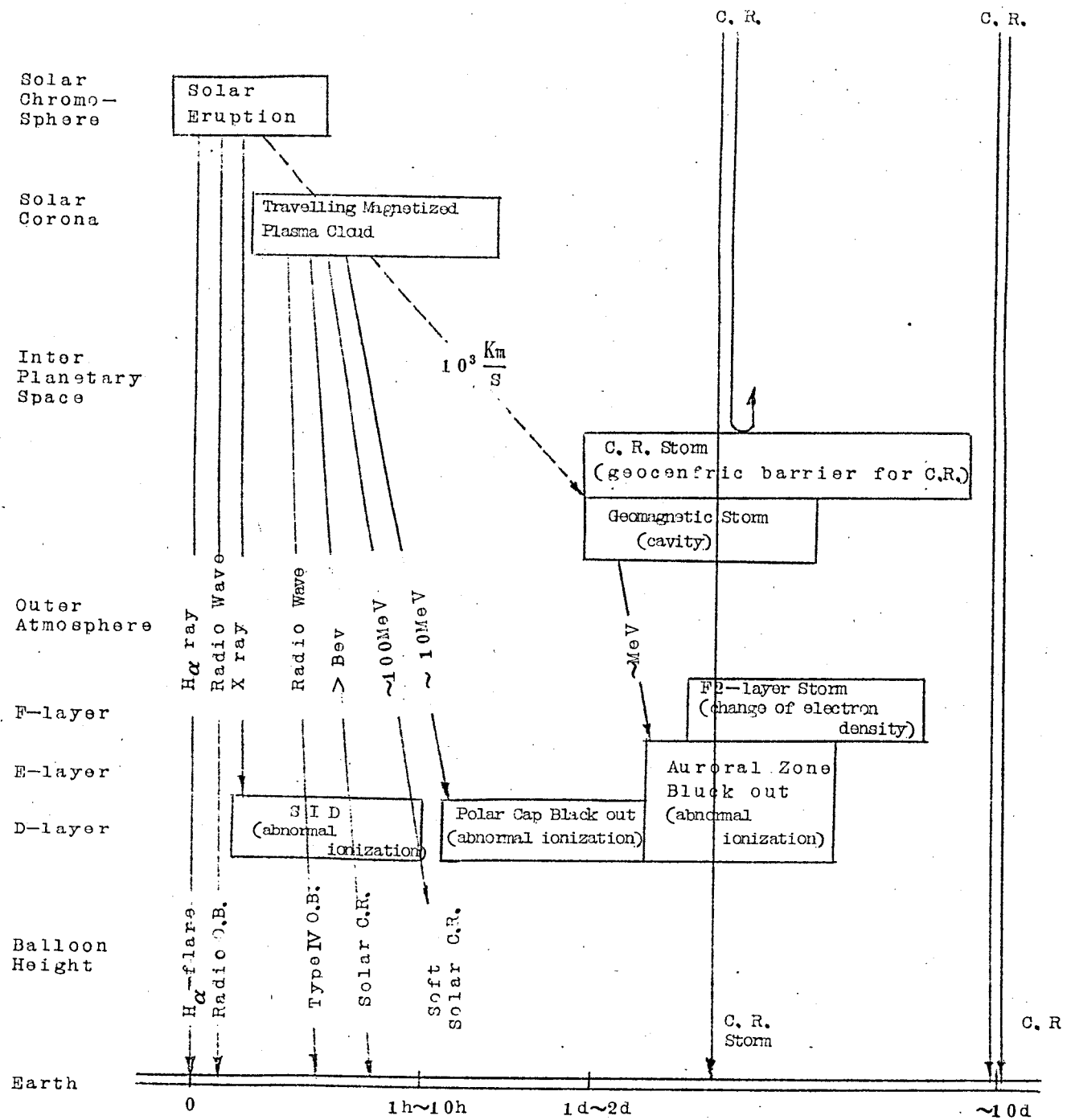
太陽爆発を最初に捉えたのはCarrington(1958)である。それは黒点磁場の中性点附近の彩層から内部コロナにわたる領域が突如として高温度に熱せられ、X線から電波領域を含む広い帯域巾の電磁波輻射の急増をきたすと共にさまざまな速度を持った荷電粒子群を外部コロナから惑星間空間へ向けて噴出するのである。それを水素の H_{α} 線で観測したものをフレアーと呼ぶ。フレアーは彩層の現象である。従つて太陽爆発に際して、擾乱が太陽コロナをいかにして伝わったかを知るためには、電波望遠鏡による太陽電波観測技術の発展を待たねばならなかつた。



第55図 太陽電波アウトバーストの典型的な三例と地球嵐



第56図 種々のアウトバーストとそれに関連して起った地磁気嵐



第57図 太陽爆発と地球嵐のモデル図

太陽爆発に際して、電磁波輻射の著しい急増（アウトバースト）が起るが、そのスペクトラムを検討すると、個々の爆発の極めて特徴的な諸性質が判明した。第55図はその典型的な例を示す。マイクロ波領域が卓越するアウトバーストを伴う太陽爆発（a）では非常に鋭く深いSWFが起るが、その時フレアの重要度は3であるにもかかわらず、地磁気嵐は起っていない。逆にメートル波領域が卓越する場合（b）にはしばしば巨大な地磁気嵐が発生する。最後に（c）は前二者の性質を兼備した場合である。SWFは黒点の上にあるコロナ凝集がフレアによつて熱せられて輻射する数ÅのX線がDE層の電離を増大するために起る。そしてこの時同じコロナ凝集から、マイクロ波のアウトバーストが輻射されるのである。又Sc型地磁気嵐は爆発に際し輻射される荷電粒子群が地球近傍に到達する時起る。従つてメートル波のアウトバーストはこのような微粒子群が太陽面から放出され外部コロナから惑星間空間に伝わつて行く様を克明に物語るものである。

従つて太陽電波のアウトバーストを観測することによつて、地磁気嵐従つて通信嵐の発生は約2日前からの確に予報する可能性が生じた訳である。

更にメートル波のアウトバーストを詳細に調べると、第IV種と呼ばれるアウトバーストは非常に著しい現象であることが判明した。第II章において示したごとく、この現象が観測されるとほとんど確実に地磁気嵐が発生するのである。第56図はアウトバーストの第2部分（type IV）の存在と地磁気嵐の密接な関係を示している（25）。更に驚くべきことには、第IV種のアウトバーストが起つた時には地磁気嵐を惹起する通常の荷電粒子雲の他に極めて高速の微粒子が生成され、それが地磁気嵐の発生前に極冠帯の電離層を異常電離していることが電離層嵐の解析によつて明らかにされた（第IV章参照）。極冠帯ブラックアウトと呼ばれるこの現象の存在によつて通信嵐の予報は更に的確となるであろう。

第IV種のアウトバーストを伴う太陽爆発に際して強い黒点磁場を凍結したプラズマ雲が放出され、その中に存在する高速度陽子が先ず極冠帯電離層を異常電離し、あるいは時として低エネルギーの宇宙線の異常上昇として観測される。そしてその磁気雲が地球近傍に到達した時、地球をとりかこむ荷電粒子の空洞を圧縮し、地球磁場を歪曲せしめて地磁気嵐を起こし、あるいはその持つ乱流磁場によつて通常の宇宙線を散乱せしめていわゆるForbusch型の宇宙線嵐を起こす。又空洞を形成する粒子の一部は地球磁場に沿つて極光帯に侵入してオーロラを起こし、あるいは極磁気嵐又それに伴うF2層嵐等一連のearth stormを惹起するのである。これ等一連の現象を解り易く説明するため、太陽爆発に際して放出される過剰エネルギーがいかなる過程で種々の地球嵐を惹起し、それがいかなる形で観測されるかを示したものが第57図である。

太陽活動度極大期の通信擾乱はその規模が大きいため、国際短波通信は完全に杜絶し、そのため各方面のこうむる被害は莫大なものがある。擾乱発生予知が痛切に望まれる所以である。ここに得られたSolar Terrestrial Disturbanceのモデルはこの期間における警報の方法に重要な示針を与えるものと考えられる。

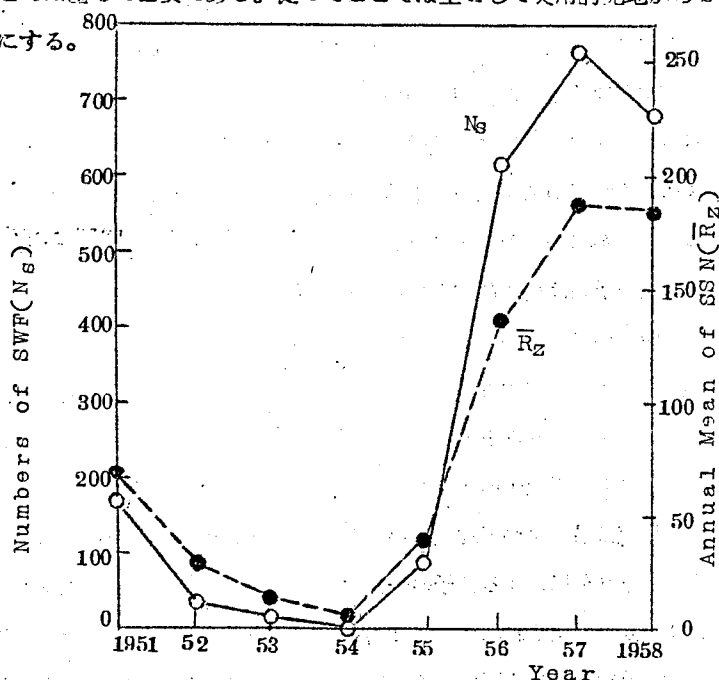
以上太陽活動度の各時期における地球嵐の一員としての通信擾乱を論じた。次節以下では更に具体的にSWFあるいは地磁気嵐に伴う通信擾乱がいかなるものであるかを詳しく検討することにする。

7.3 SWFの諸性質

太陽爆発に伴う地球嵐としてのSIDについては既に詳しく述べた。又SID効果の中短波遠距離回線にあらわれるSWF(デリンジャー現象)が最も顕著な現象であり、警報の立場からも重要であることも先章において強調しておいた。しかるにSWFに関して体系的な研究がまだなされていないのは、それが複雑な伝播機構を持った通信回線の現象であり厳密な学問的検討にたえない性質のものだからであろう。しかしながら警報におけるSWFの比重は甚だ大であり、その諸性質を検討しておくことは極めて必要である。従つてここでは主として実用的見地からSWFの諸性質を論ずることにする。

(1) SWF発生

の経年変化
SWFはある種のフレアーに際して放出せられるX線によつて起こることを我々は知っている。そしてフレアーは黒点の変化に附随して起こるものであるから、当然SWF発生の経年変化は黒点数

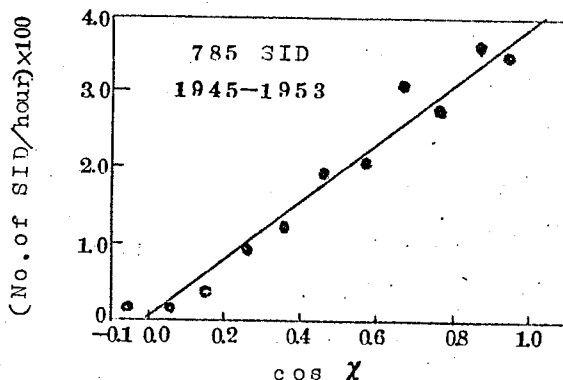


第58図 チューリッヒ黒点数とSWF発生頻度の年変化

の変化と比例することが期待される。第58図はCRPL-F series に掲載されているSWFの年間回数をチューリッヒ黒点数の年平均値と比較したものである。1951年から1958年にかけてSWF検定の規準が変つているための定量的な結論が出せないが、両者の相関は極めて高い。従つてSWFは主として太陽活動度の高い時期に発生し、活動度極小期にはほとんど起こらないと云い得る。

(ii) 太陽天頂角による変化

第Ⅲ章において f_{min} のSID部分が $\cos^{\frac{3}{2}} \chi$ に比例することを示した。従つてSWFの大きさ、頻度等も太陽天頂角によつて変化する筈である。第59図はFort Belvoir-Mason間(600Km)の6MC/S回線にあらわれた785個のSIDについて統計的検討を行つたものである(76)。



第59図 SID発生頻度と太陽天頂角(χ)の関係
Mason-Ft. Belvoir(600Km)
回線、6MC/S。(Agy及びLincoln
による)

これによると、SIDの発生頻度が正しく回線中点の $\cos^{\alpha} \chi$ ($\alpha \neq 1$) に比例することが判る。従つて平均的なdrop-out intensity $\overline{\Delta F}$ は

$$\overline{\Delta F} \propto \cos^{\alpha} \chi \quad \dots\dots\dots (71)$$

である。ところが 有馬 (1951) が指摘したように遠距離回線では問題は複雑で、SWF発生頻度の極大は一般に受信側アベックスの正午側にある(77)。第60図はWWV 20 MC/SおよびSan Francisco 商用回線17 MC/Sを平磯で受信した場合、1950年から1957年にかけて起こつたそれぞれ49個、182個のSWFの発生頻度日変化である。頻度の最大は回線中点の正午(M)になく、むしろ受信側アベックスの正午(R)によつてゐることが判る。

(iii) 通路長による変化

短波はその通路が長い増減衰を受ける。従つてSWFのdrop-out intensity $\overline{\Delta F}$

は地上距離(d)の函数である。官
(1952)によれば平穏な電離層で
の第一種減衰(Γ_1)は、

$$\Gamma_1 = \Gamma_{10} \exp\left(\frac{d}{c}\right)$$

$\Gamma_{10} = \Gamma_1 |_{d=0}$ c: function
of frequency)

であり、 $d > 1000 \text{ Km}$ では

$$\Gamma_1 \propto d$$

である(78)。SWFの場合も又類似
の傾向が期待される。1948年から
1954年にかけて(1)M.I.T., Boston
(600 Km), (2)L.S.U., Baton
Rouge (1620 Km), (3)Puerto
Rico (2460 Km), (4)Stanford
University (3980 Km),
(5)Huancayo (5300 Km), にお
いてWWV各周波数で2ヶ所以上SWF
を観測し、しかもすべてがNoise

Level以下に落ちなかった場合を用いて距離特性を求めると個々のSWFの大きさが異なるため
に偏差は大きい、大体距離に比例して増大していることが判る(第61図)。従つて

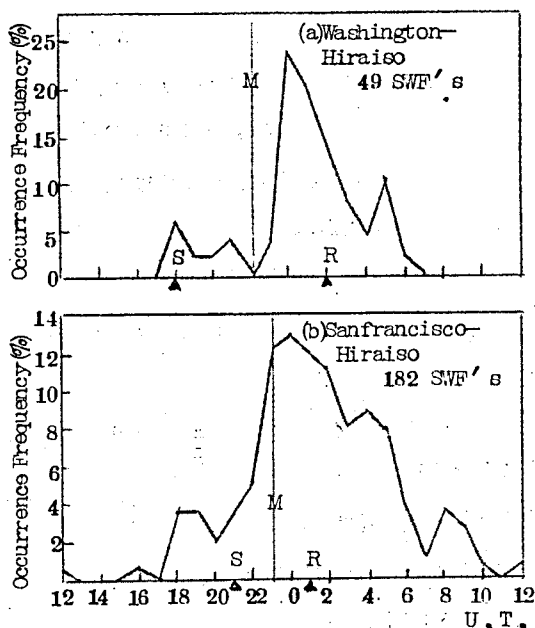
$$\Delta F \propto d \quad \dots\dots\dots (72)$$

である。

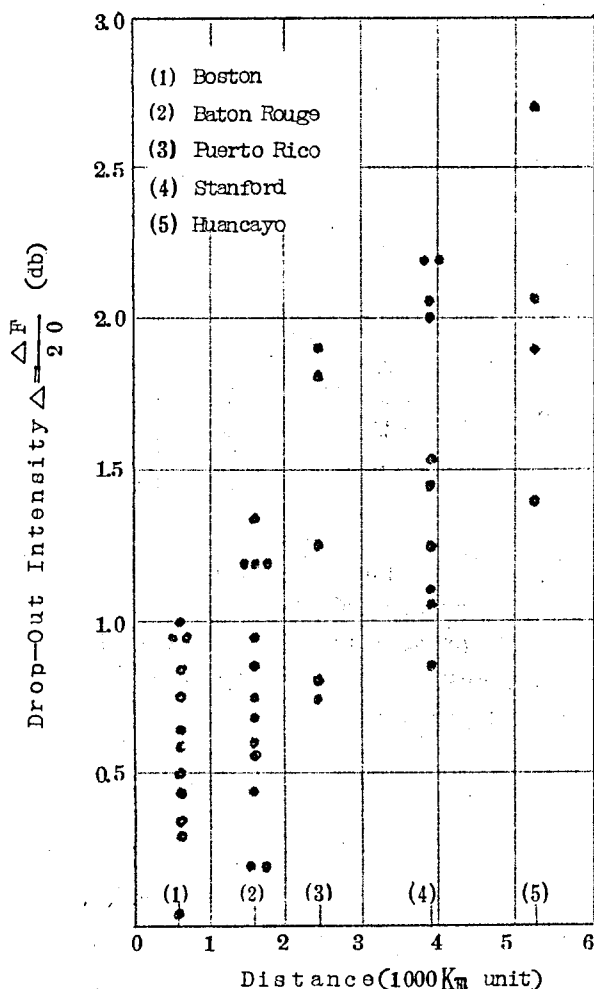
(iv) 周波数による変化

SWFの周波数特性を求めるにはできるだけ単純な回線で多周波数の同時測定が必要である。
Stanford University では1949年から1953年にわたるWWVの10、15、
20 MCの同時測定記録を行つている。その中3周波数同時にSWFが起こり、しかもすべてが
Noise Level 以下に落ちていない18個の場合のdrop-out intensityの周波数
特性を示すと第62図のごとくなる。従つて ΔF は周波数の n 乗に逆比例すると結論される。

$$\Delta F \propto f^{-n} \quad \dots\dots\dots (73)$$



第60図 遠距離回線のSWF発生頻度の日変化。Mは回線中点、S、Rはそれぞれ送受信側アベックスの正午を示す。
(a)ワシントン-平磯回線、20 MC/S
(b)サンフランシスコ-平磯回線、17 MC/S



第61図 SWFの距離特性。ワシントンから種々の距離にある5観測所で受信したWWV標準電波のSID時のdrop-out intensity

-Hiraiso 回線のdrop-out intensityのヒストグラムを第64図に示す。これによつてSWFの重要度は図の如く1-, 1, 1+, 2-, 2, 2+, 3-, 3, 3+ の9段階に分類される。

7.4 地磁気嵐に伴う通信擾乱

太陽活動に関連して起こる通信障害の中で最も深刻なものは地磁気嵐に伴う通信擾乱である。太陽から押し寄せる微粒子群は極域電離層に侵入してD、E層を異常電離し、極磁気嵐を発生し、

(71), (72), (73)からSWFによる被害度は、統計的なdrop-out intensity $\overline{\Delta F}$ として次のごとく表現される。

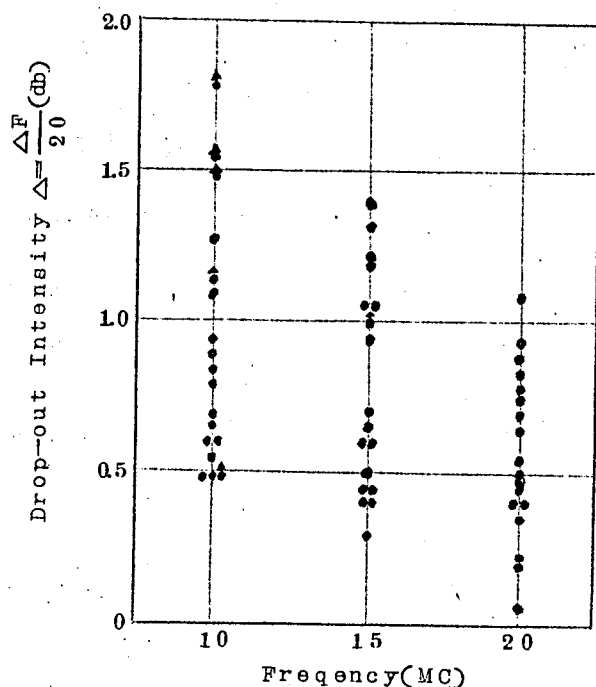
$$\overline{\Delta F} \propto \frac{d \cos \alpha \chi}{f^n} \dots (74)$$

(v) 継続時間及びdrop-out intensity

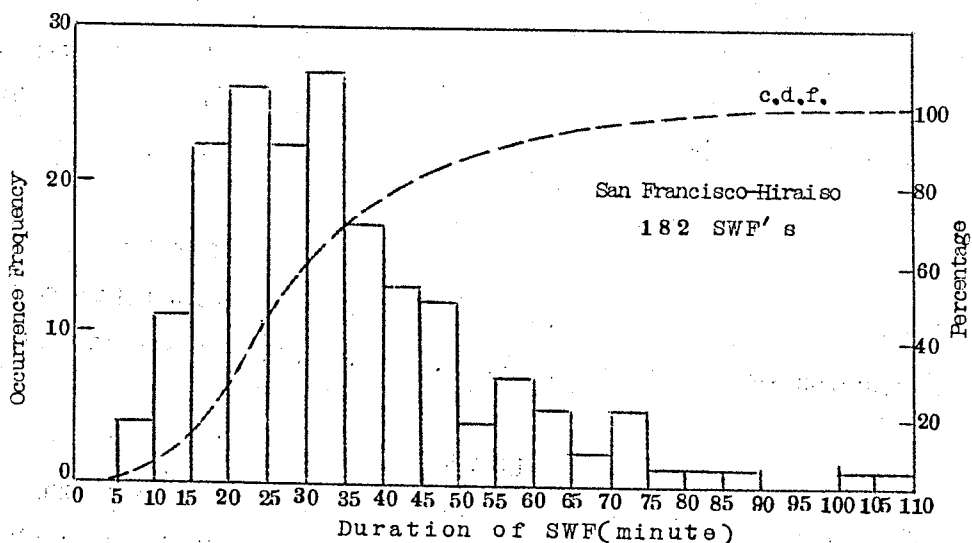
特定の回線におけるSWFの形、従つて継続時間及びdrop-out intensityは主として太陽の電離放射線の時間的变化によつて決定されることは既に述べたが、ここではそれ等の統計を行なう。

San Francisco-Hiraiso 回線の182 SWFについて行なつたSWFの継続時間のヒストグラムを第63図に示す。点線はc, d, f (累積分布函数)である。これによると、SWFは短かくて5分から2時間近くの長いもの迄いろいろあるがその中央値は約30分である

さて同じく San Francisco

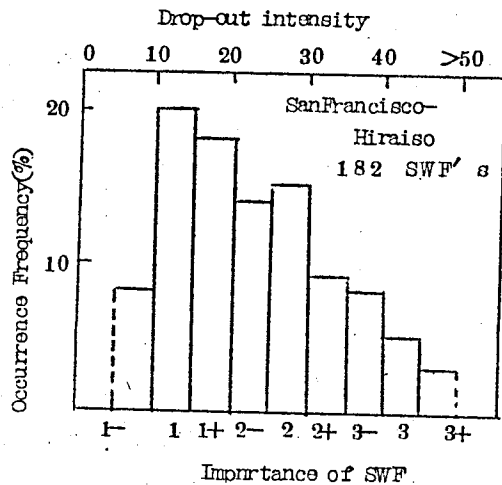


第62図 SWFの周波数特性。スタンフォード大学で受信した10, 15, 20MC/S WWV標準電波のdrop-out intensity



第63図 SWFの継続時間の頻度分布(サンフランシスコ商用回線)

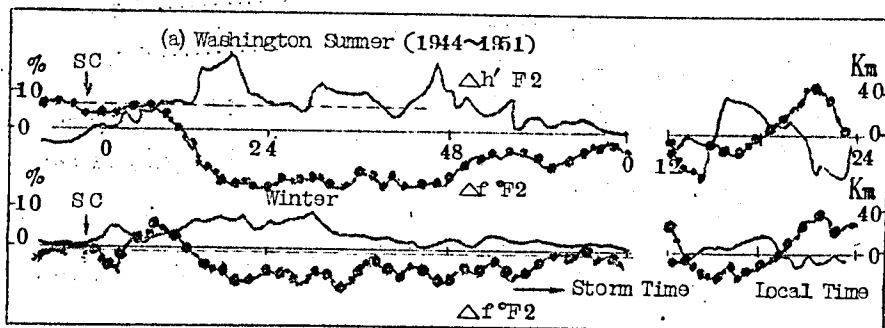
あるいはF2層を揺り動かす。その結果短波通信はブラックアウト、異常フェージング、あるいはF2層嵐に伴う電界の劣下によつて数日間麻痺状態に陥る。従つてその擾乱発生を予知することは極めて重要であり、その方法については先章及び前節において詳しく述べた。残る問題は既に回避できない通信擾乱を最小限に止める方法を求めることである。その第一は電離層嵐の体系的研究によつて、通信嵐推移の規則性を見出すことであらう。



第64図 SWFのdrop-out intensityの頻度分布と重要度の関係
(サンフランシスコ商用回線)

7.4.1 電離層嵐の発達過程

電離層嵐の研究は、Appleton 及びIngram (1935) が地磁気嵐に際してF2層電界周波数(f_oF2)が低下することを指摘した事をもつて嚆矢とする(79)。しかしその体系的な検討は主として1950年以降の諸研究によつて行なわれた(710-20)。Martyn(1953) 大林(1952, 1954)、新野(1953, 1954, 1955)、及び永田達(1954)はF2層嵐を地磁気嵐を基準として二つの成分、即ちstorm-time及びlocal-timeに依存する



第65図 ワシントンにおけるDst(F2)及びSd(F2)変化(1944~1955の統計)

ΔF_oF2 (月中央値からのパーセンテージ偏差)を点線で、
 $\Delta h' F2$ (月中央値からの偏差)を実線で表わす(新野による)。

成分に分類することを試みた。第65図はWashingtonにおける夏並びに冬のDst(F2)及びSD(F2)変化を示す。これによつて(i) F2層嵐は夏期に烈しい事、(ii) Dst(F2)変化ではScの教時間後から Δf_oF2 は減少し、逆に $\Delta h' F2$ は増加すること、(iii) SD(F2)変化では、 Δf_oF2 は午前負値を午後正值をとり、 $\Delta h' F2$ はその反対であることがわかる。又第66図は統計的な地磁気嵐の各過程における f_oF2 嵐の汎世界的変化を示す。これによると f_oF2 の劣化(Δf_oF2 の負値は点線で示し、20%以上には斜線)はScの6時間後から午前側の極光帯で始まっている。その時午後の側の f_oF2 は逆に上昇している(f_oF2 の正值は実線で示す)。嵐の進行と共に f_oF2 劣下の領域は太陽について東から西へと廻り、地磁気嵐の終相では極地帯一帯更には、低緯度地方にも及んでいる。又嵐の初期において一定だったDs(f_oF2)の位相が次第に遅れて行くことに注意すべきである。以上から、少なく共初相及び主相においては、F2層嵐は極磁気嵐と関連して発達すると考えられる。

ところで極磁気嵐の発生により密接な関係を持つているのは、太陽微粒子の侵入によつて生起する極域ブラックアウトである(721)。然も極域ブラックアウトの発達過程は第IV章に於て詳しく検討され、極冠帯ブラックアウトと極光帯ブラックアウトの分類が行われた。

地磁気嵐の主相において展開する極光帯異常電離領域は極磁気嵐、及びF2層嵐の発達と密接な関係にあると思われる。しかも極域異常電離自体も極回線短波に強烈な減衰を与えるので、ここではIGY資料を用いてF2層嵐の発達過程をブラックアウトのそれと共に論じることにする。

1957年9月13日に発生した大磁気嵐及びそれに伴うブラックアウトについては第IV章で詳しく検討した。第67図は磁気嵐の各段階におけるF2層嵐及びブラックアウトの汎世界的パターンである。 f_oF2 の変化は

$$f_oF2^* = \Delta f_oF2 / \overline{f_oF2} \times 100\% \quad \dots\dots\dots (75)$$

$$\Delta f_oF2 = f_oF2 - \overline{f_oF2} \quad \dots\dots\dots (76)$$

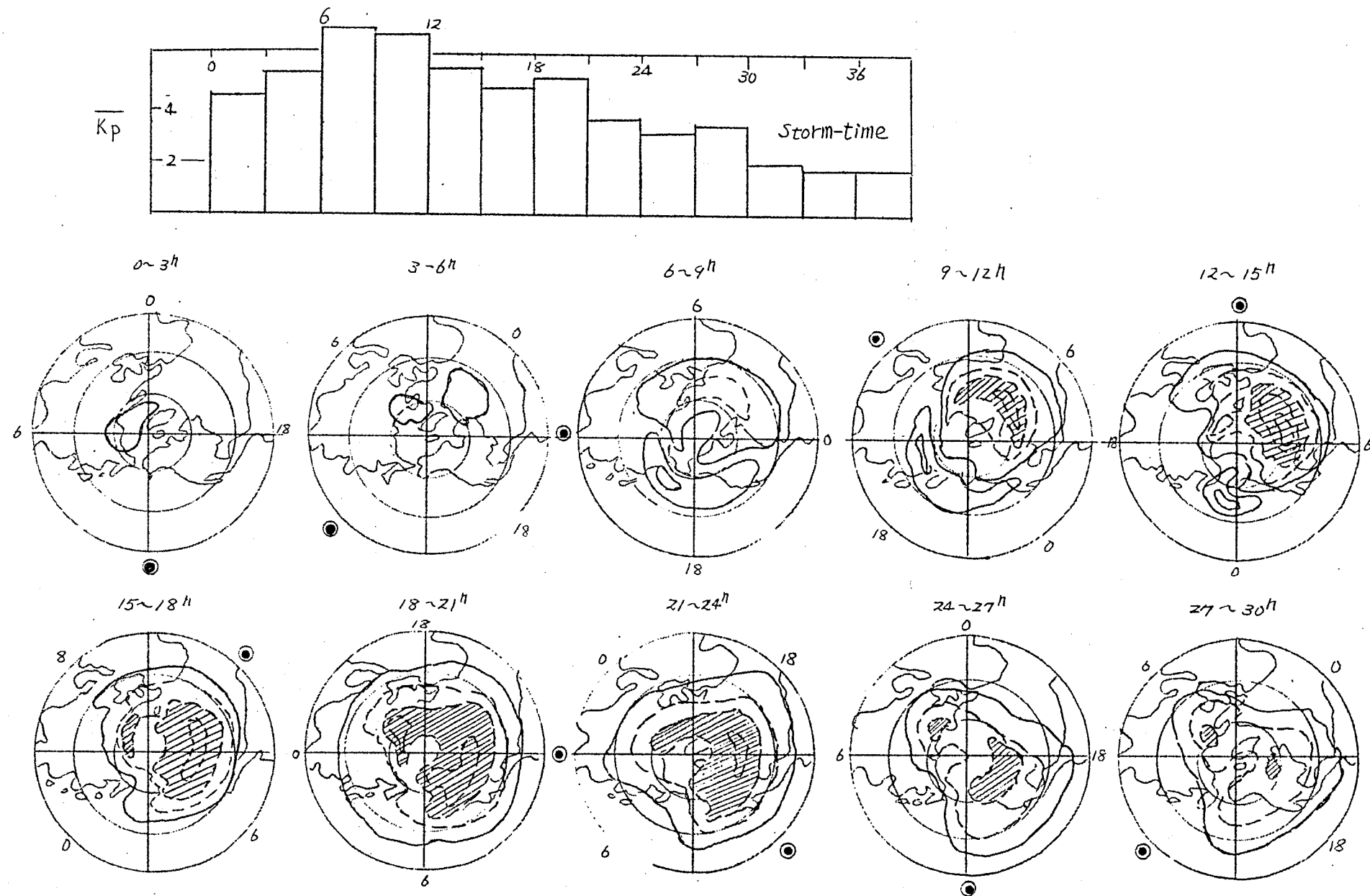
で表現してある。ただし $\overline{f_oF2}$ は月中央値である。又 $f_oF2^* \geq +20\%$ を点線、 $f_oF2^* \leq -20\%$ を実線で示し、特に $f_oF2^* \leq -40\%$ の領域は斜線を施してある。点々を施しBと記した領域は $f_{min} \equiv B$ 、即ちブラックアウト領域である。又Aで示した領域は異常に発達したEs層($f_oE_s \geq 5MC/S$)によつて f_oF2 が検出できない領域である(これをstorm Esと呼ぶ)。以下各段階毎に説明を加える。

(1) Pre SC及びSC(1)~(3)

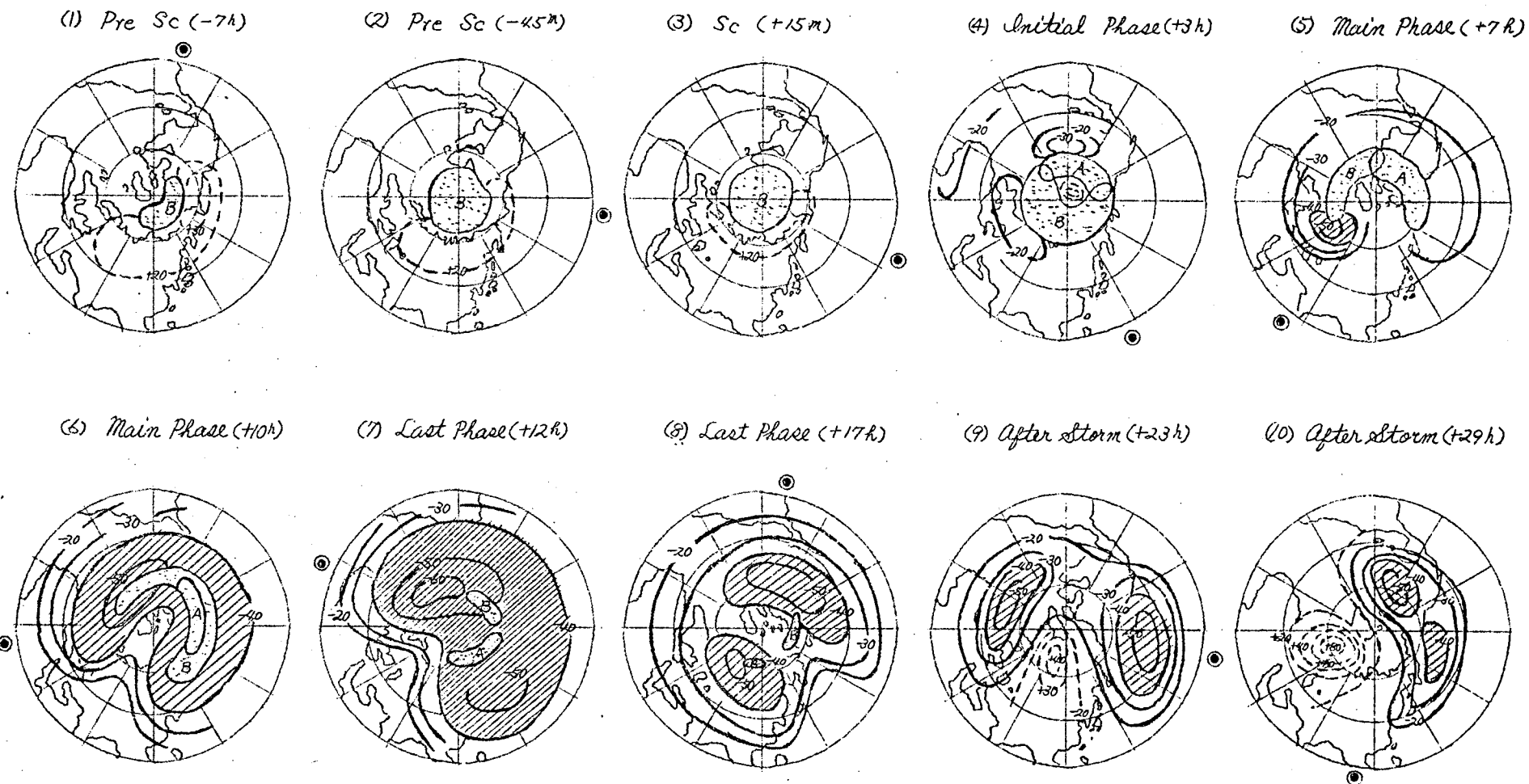
★

極冠帯ブラックアウトが次第に発達している。 f_oF2 は高緯度でやや上昇しているがその値

Average Storm-time Variations of K_p and $D(f^oF_2)$



第66図 平均地磁気 K_p -指数のStorm-time変化と F_2 層: $D(f^oF_2)$ の統計的世界的分布 (大林による).



第67図 1957年9月13日に起った地磁嵐の各過程に於ける $\frac{\Delta f_o F2}{f_o F2} \times 100\%$ の汎世界的分布。
 $\frac{\Delta f_o F2}{f_o F2} \leq -40\%$ の領域は斜線を施してある。ブラックアウト及び storm E_s のために $f_o F2$ が不明になった領域をそれぞれ B 及び A で示してある。

は deviation^(*) D に比べてそれ程大きくない。

(ii) Initial Phase (4)

ブラックアウトの領域が次第に低緯度に延び、storm Es の領域とつながっている。極光帯においてやや f_oF2^* の劣下が見られる。

(iii) Main Phase (5),(6)

ブラックアウト領域は右廻りスパイラルを描いて低緯度に延び、storm Es 領域とつながっている。明瞭な f_oF2^* の劣下が正午の側に現われ、その領域はブラックアウト領域と共に午前側に広がって行く。

(iv) Last Phase (7),(8)

ブラックアウト、storm Es は離散的になるが、 f_oF2^* の劣下はその領域を拡大し、中低緯度に迄及ぶ。しかし +17^h (storm-time) には既に F2 層嵐は衰え始めている。

(v) After storm (9),(10)

地磁気嵐が終る頃、午前6時の高緯度地方に顕著な異常上昇の領域があらわれ、その領域は太陽と共に西に廻っている。時間の経過と共に F2 層嵐は次第に衰え、+35^h 頃 (14日12時) 大体平常状態にもどっている。次に F2 層嵐と他の地球嵐との関連を検討するため既に 6.1.1 で論じた典型的な low energy 型、high energy 型擾乱の場合を検討して見よう。第68図は1957年11月6日に発生した SC 型地磁気嵐 (low energy 型) で、それは 200 γ にも及ぶ Dst 磁場の発達と共に明瞭な極光帯ブラックアウトを伴っている。この場合 f_oF2 の劣下は SC の約3時間後からブラックアウト領域に関連して午前の側から発達し、Last Phase に極大に達した後次第に回復している。一方第69図は極冠帯ブラックアウトが卓越して、極光帯ブラックアウトはほとんど起こら

(*) f_oF2 の deviation D を

$$D = \frac{1}{24} \sum_{t=0}^{23} D(t) \quad \dots\dots\dots (77)$$

$$D(t) = \frac{1}{30} \sum_{n=1}^{30} | \{ f_oF2^*(t) \}_n | \quad \dots\dots\dots (78)$$

によつて定義する極冠帯では $D \approx 20\%$ 、極光帯あるいはそれ以下では $D \approx 10\%$ である。ここでは最も変動の大きい極冠帯における deviation $D=20\%$ を有意性の尺度として採用する。従つて $\pm 20\%$ 以上の変化を等高線で示し、電離層嵐として議論することにする。

なかつた1957年10月21日の場合(high energy 型)である。この時F2層嵐はほとんど起こっていない。これ等の典型的な嵐の解析から、F2層嵐は地磁気嵐あるいは極光帯ブラックアウトと密接な関連のもとに発達することが結論される。

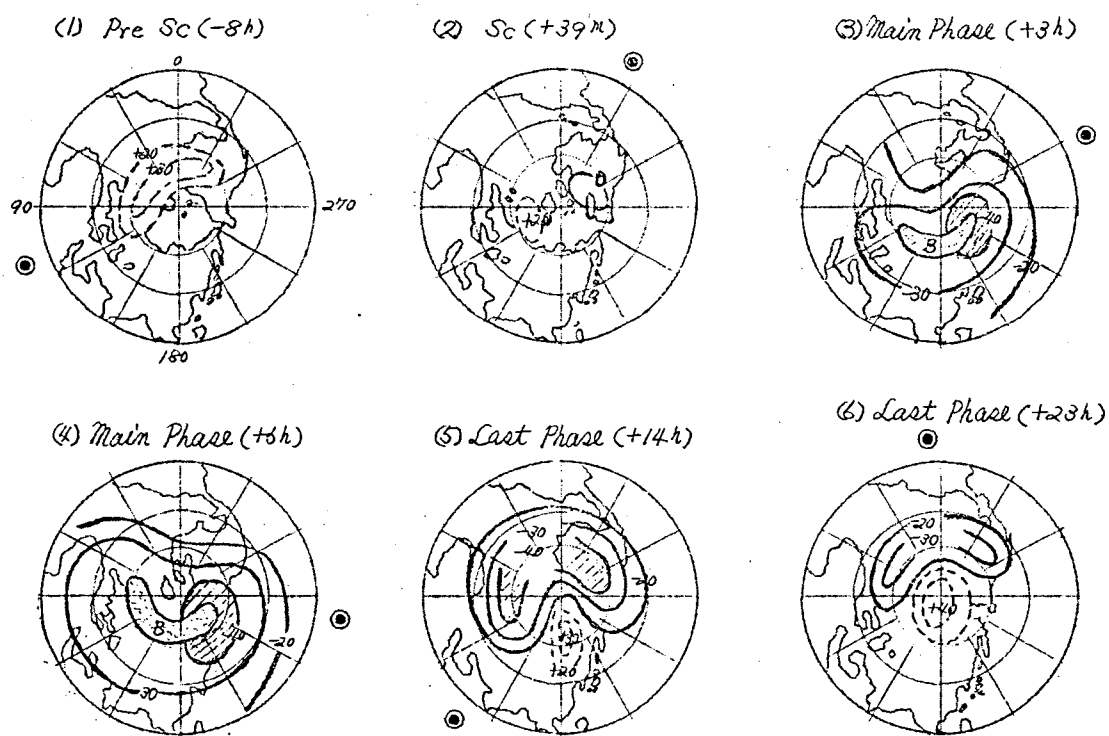
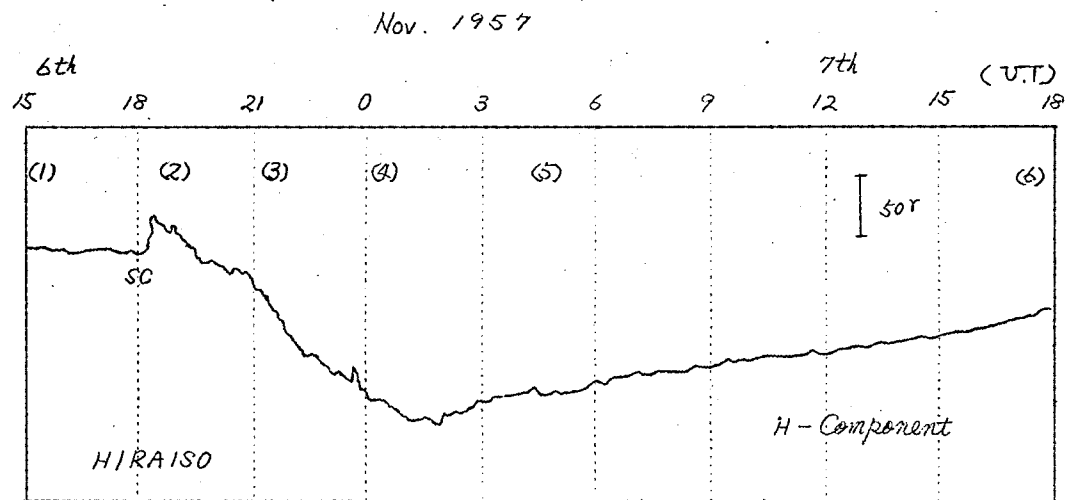
7.4.2 電離層嵐と通信擾乱

前項では電離層嵐について検討し、それは地磁気嵐の諸相と共にかなり規則的に発達する事を知った。それゆえにこれ等の結果は、最早避けられない通信嵐の被害を最小限にくい止めるのに役立つであろう。本項では二つの例によつて、電離層嵐と通信擾乱の関係を論ずることにする。

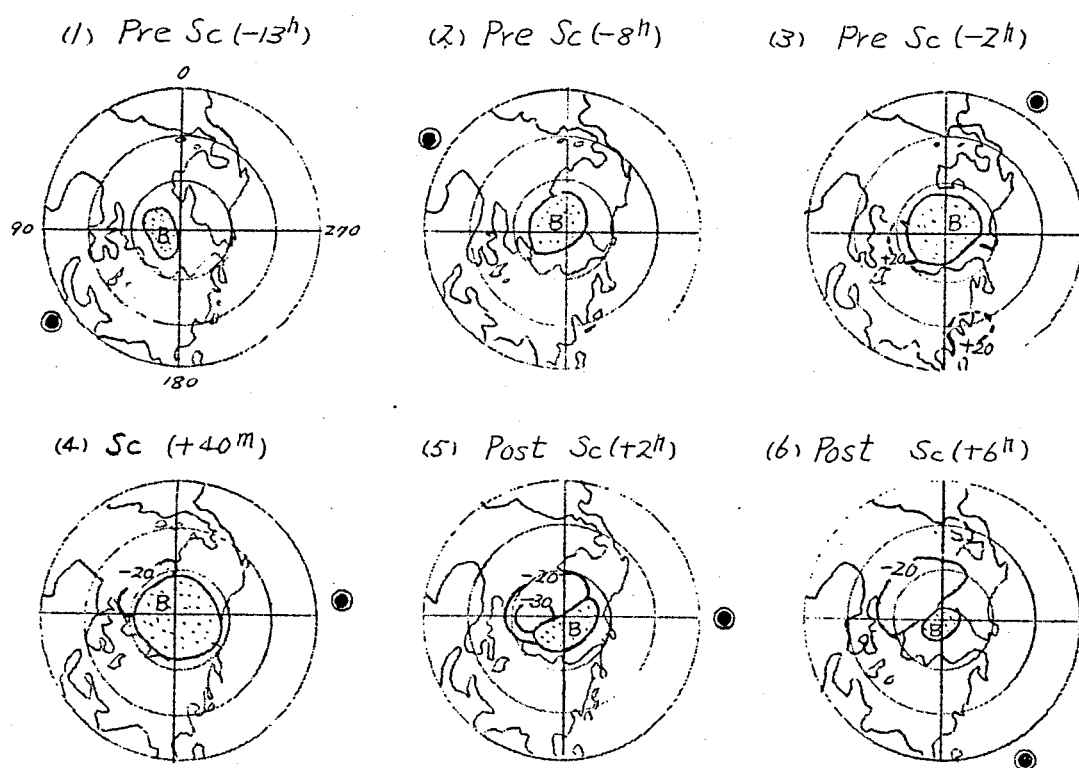
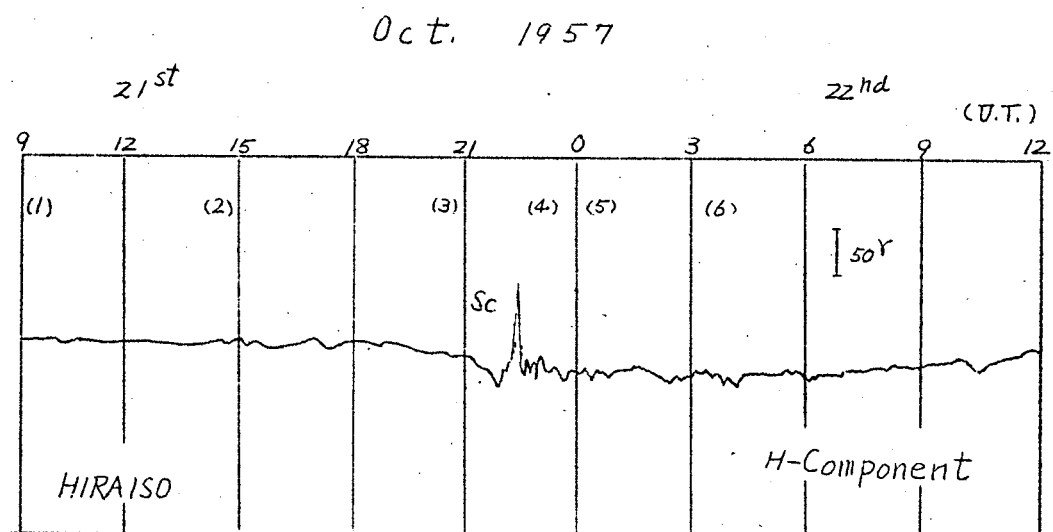
第70図は1949年11月4日～5日の地磁気嵐に伴うF2嵐及び通信嵐の状況を示したものである(大林1959)(722)。この地磁気嵐は11月4日の4時頃始まり6～8時の間最も烈しかつた。foF2の劣下は6時頃先ずオーロラ地帯で始まり、地磁気嵐の進行と共に次第に日射半球で拡がって行く。擾乱領域は12時から21時にかけて北アメリカを横断し、その後東アジアにfoF2の強く上昇した部分があられるため、次第に消滅している。ヨーロッパ側通信はfoF2の劣下と共に直ちに擾乱を受けているのに対し、アメリカ側通信は嵐の進行と共に擾乱された領域がアメリカに移行した時始めて悪化している。

次にSWF、極域ブラックアウト、F2層嵐を総合してそれ等がいかに通信状態を劣下させるかを論じて見よう。第71図は前項で述べた1957年9月13日の場合である。この場合極域ブラックアウトは斜線で示し又foF2が40%以下に劣下した領域はうすくそめてある。各回線の通信状態はN、U(斜線)、W(黒)の3段階に分けて示してある。11日の3時SIDのため日射半球のfminが異常上昇し、それに対応して日射低緯度のSF-HI(San Francisco-Hiraiso)回線にSWFが起つている。次いで極冠帯ブラックアウトが生起して、極地方を通るWS-RE(Washington-Resolute Bay)回線は磁気嵐発生の遙か以前から強い擾乱を受けている。磁気嵐が主相に入る頃ブラックアウトは午前の側において次第に低緯度へ移行する。その頃foF2の劣下が始まり、擾乱領域は午前側から次第に拡がって中緯度にも及んでいる。それに対応して、LN-HI(London-Hiraiso)、WS-HI(Washington-Hiraiso)及びSF-HI回線は次第に著しい擾乱を受けている。このように通信擾乱の推移は電離層嵐の解析によつて明瞭に説明される。この結果は嵐時における通信回線の撰定に重要な知識を与えるであろう。

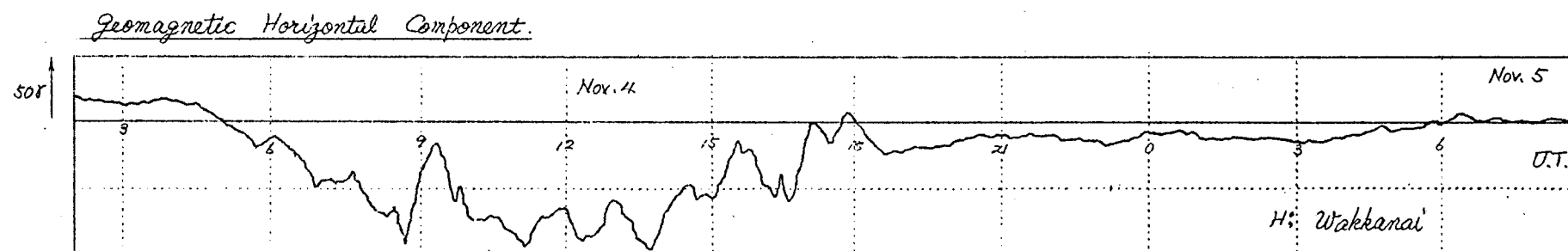
7.5 電波警法の方法



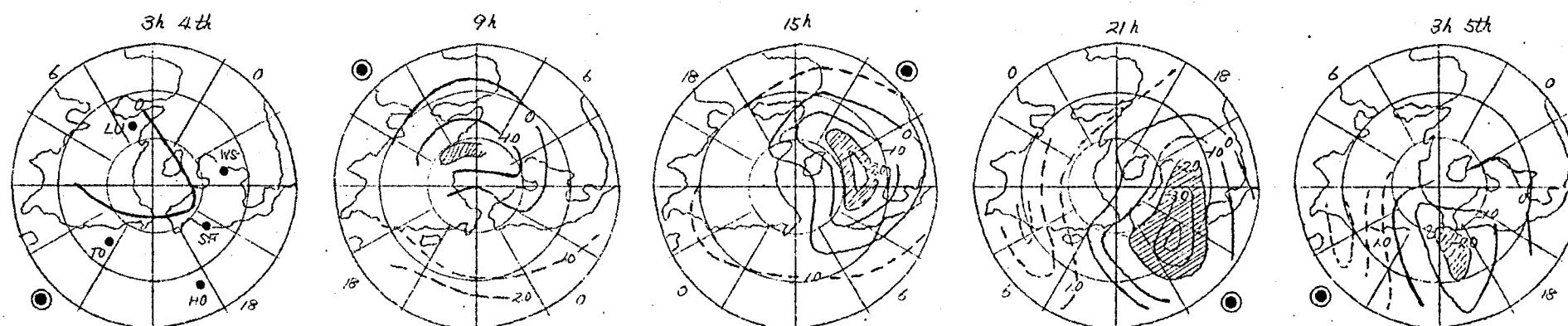
第68図 1957年11月6日に起った地球気嵐の各過程における $f_o^*F2 = \Delta f_o F2 / f_o F2 \times 100\%$ の汎世界的分布。 $f_o^*F2 \leq -40\%$ の領域は斜線を施してある。ブラックアウト及び storm E_s のために $f_o F2$ が不明になった領域をそれぞれB及びAで示してある。



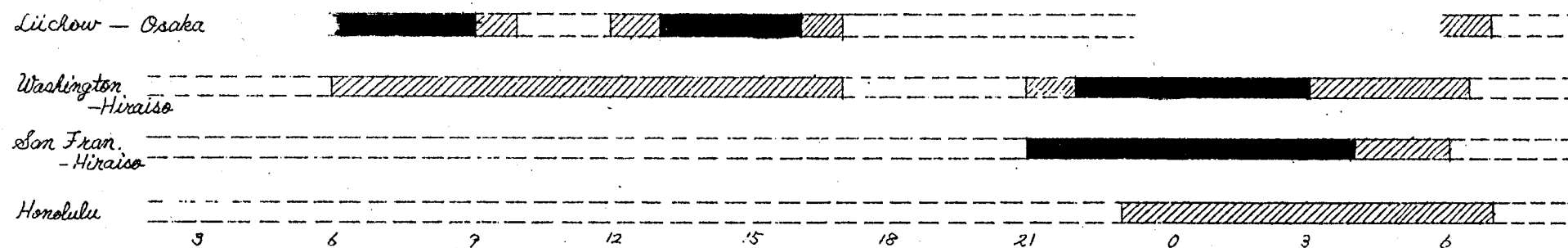
第69図 1957年10月21日に起った地磁気嵐の各過程における $f_oF2 = \Delta f_oF2 / f_oF2 \times 100\%$ の汎世界的分布。 $f_oF2 \leq -40\%$ の領域は斜線を施してある。ブライッアウト及び Storm Esのために f_oF2 が不明になった領域をそれぞれ B 及び A で示してある。



Ionospheric Changes $\Delta f_o F_2$ (Mc/s)



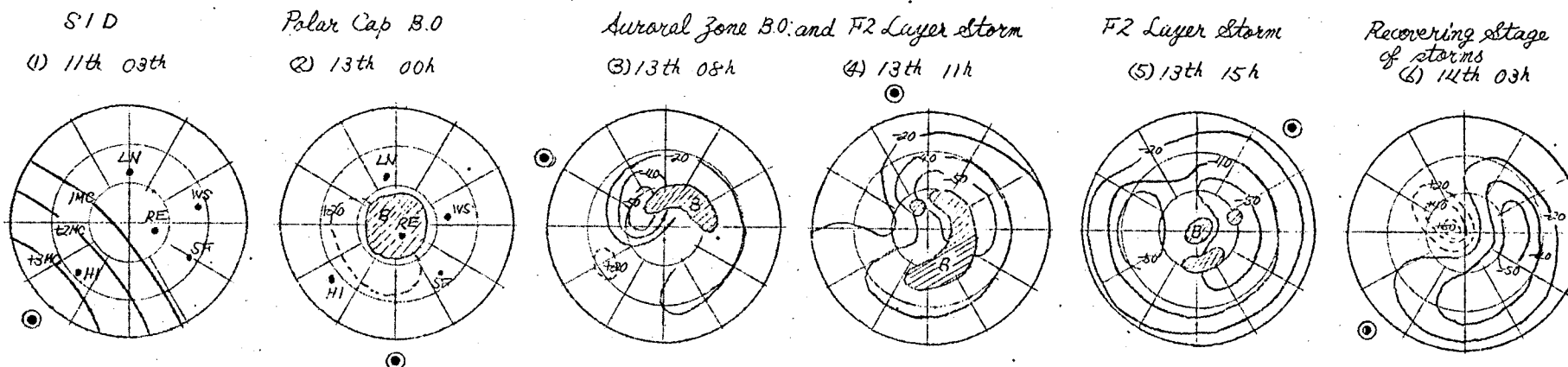
Receiving Conditions of Short Waves in Various Routes



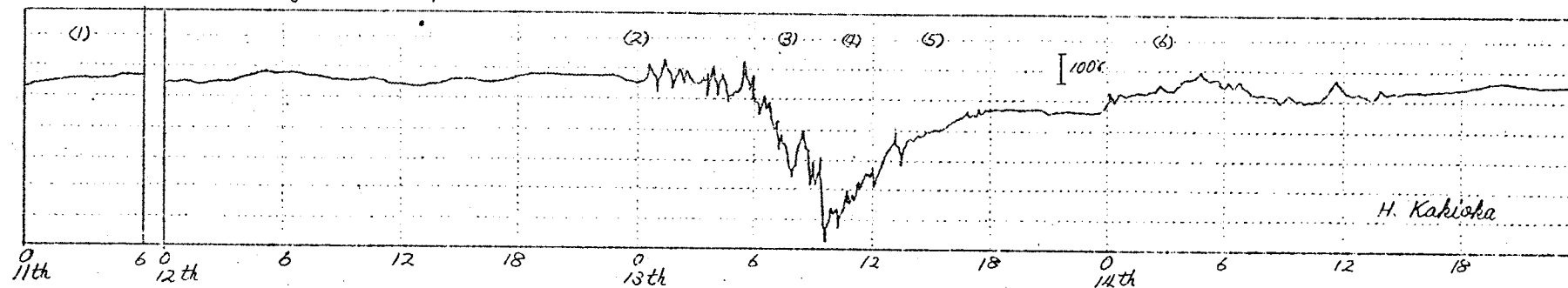
第70図 1949年11月4~5日に起った地磁気嵐に伴うF2層嵐及び通信擾乱(大林による)

Nov. 5, 1950

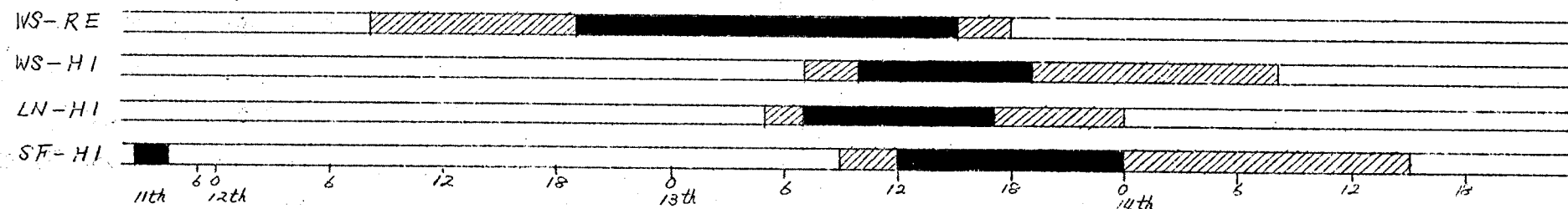
Ionospheric Changes: Δf_{min} (Mc/s), $\Delta f_o F2 / f_o F2 \times 100$ (%)



Geomagnetic Horizontal Component

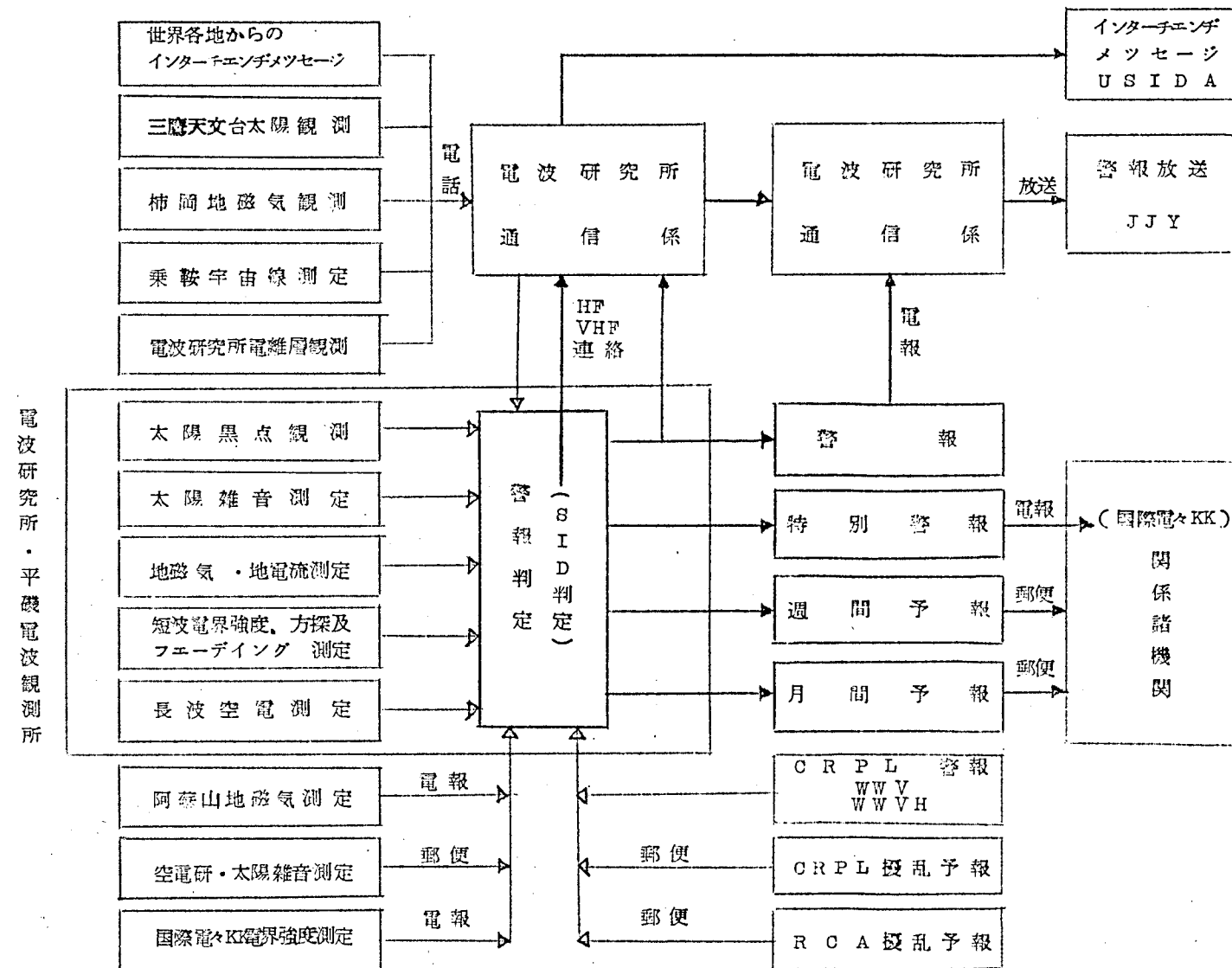


Receiving Conditions of Short Waves in Various Route



第71図 1957年9月11~14日にかけて起った、一連の電離層及び地磁気嵐と通信擾乱

第72圖 平磯電波觀測所警報業務內容



擾乱された太陽が放出する光子、あるいは荷電微粒子群が一連の地球嵐の原因であり、通信嵐はその一員としてあることは既に述べた。電離層の擾乱は極めて規則的であるからその性質を知ることによつてある程度嵐による通信の損害を救い得ることも判つた。従つて警報の要諦は先ず太陽面現象による擾乱発生の予想であり、次いで目前に迫つたあるいは既に発生した嵐に対する警告である。それゆゑに今三つの段階に分類して警報業務を説明することにする。

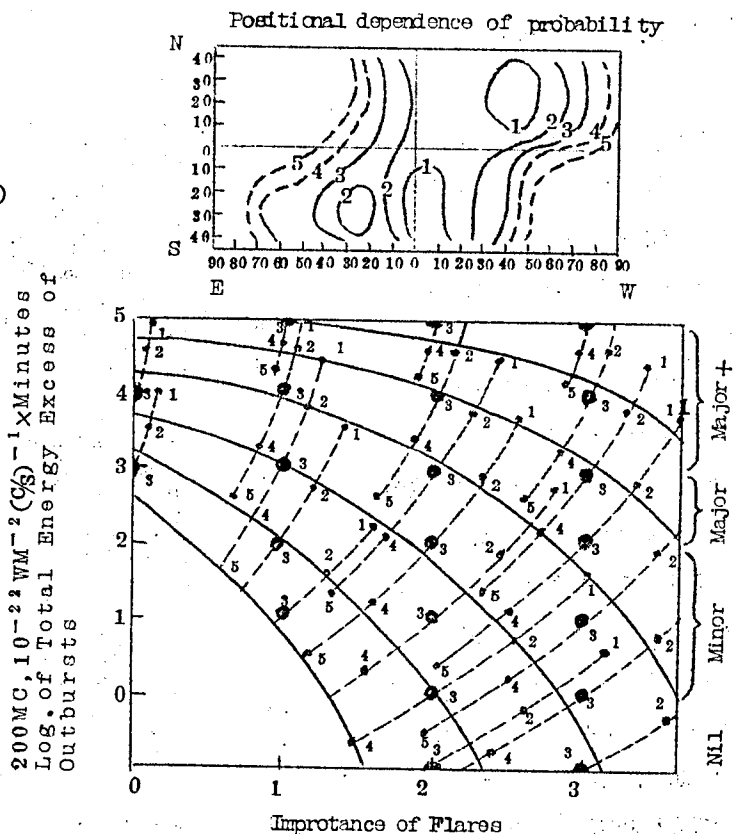
(i) 擾乱発生の予報 (Forecasting stage)

太陽活動度の時期に従つて回帰性磁気嵐の発生、あるいは活潑な黒点の出現に伴う S I D 及び S C 型の磁気嵐の生起

を予報することがこの段階における主な仕事である。そのためには業務系統図(第72図)に示すごとく、黒点の視測、電波望遠鏡による太陽電波の監視、あるいは内外より集まる太陽面諸現象の資料を統計整理し、前述の知識に照らして嵐発生の予想をすることが必要である。その結果は月間予報あるいは週間予報として内外の関係各機関に配布される。

(ii) 擾乱発生 警告 (Warning stage)

非常に顕著な太陽爆
発が起こつて嵐の発生



第73図 太陽爆発の発生後3日以内に地磁気嵐が発生する確率(%)。フレアーの重要度と200MC/Sの太陽電波アウトバーストの大きさから平均的な確率を出し(下図)、それをフレアーの位置によつて補正する(新野及び羽倉による)。

が避けられない時、あるいは回帰性から見て嵐の発生が目前に迫つていると考えられるとき、更に地磁気嵐ないしは通信嵐が既に惹起した時、我々はそれを電報あるいは標準電波(J J Y)を通じて各方面に警告する。J J Yの警報通報時間は毎時

5 9-0 0 分	0 4-0 5 分	0 9-1 0 分
1 4-1 5 分	1 9-2 0 分	2 4-2 5 分
(2 9-3 0 分)	(3 4-3 5 分)	3 9-4 0 分
4 4-4 5 分	4 9-5 0 分	5 4-5 5 分

の間のコールサインの後で次のモールス符号で五度繰返えられる。

N ——— 今後12時間内の通信状態は平穏である

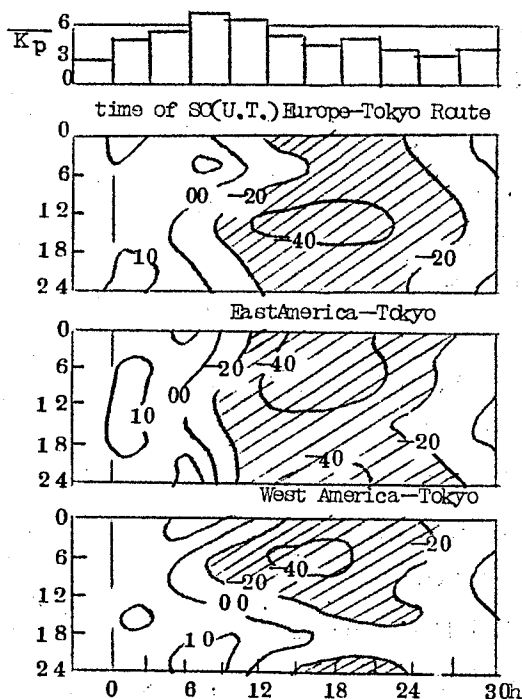
U .. ——— 今後12時間内の通信状態は不安定である

W . ——— 今後12時間内の通信状態は擾乱を受けている。

(iii) 警報の解除(Resolution stage)

嵐が終ると警報を解除する。しかしそれは擾乱発生予報の段階の開始である。

警報の判定には前節の知識を基礎にして作った公式が必要である。太陽爆発の大きさ及びその発生位置から嵐の発生を予想するには、主として第73図に示す統計の結果が用いられる。これは200 MC/sのアウトバーストの大きさ及びフレアーの重要度から平均的な擾乱発生の確率を予想し、更にフレアーの位置によつてそれを補正する方法である(723, 24)。又個々のアウトバーストの特性による判定例えば type IV のアウトバーストの認定等が特



第74図 東京-ヨーロッパ、東京-東アメリカ、東京-西アメリカの各通信回線の擾乱推移を急始型磁気嵐の発生時間によつて推定する方法(大林による)

に重要であることは云うまでもない。更に太陽宇宙線の異常増加、極冠帯ブラックアウトの生起は警報の判定に極めて有力な手段を提供する。

次に地磁気嵐が既に発生した時、嵐の推移を判断して的確な警報を出さねばならぬ。それには第74図に示すSCの開始時刻による各地域毎の擾乱の予想図が有益である(大林 1959) これは前節に述べた平均的な電離層嵐のパターン(第66図)から各回線の f_oF2 劣下の推移を逆に算出したものである。

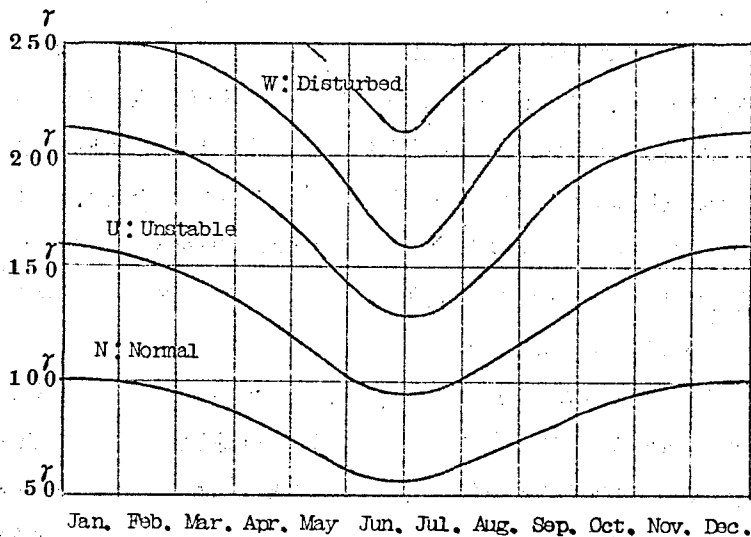
更に通信嵐の度合は季節によつて大きく左右される。即ち一般に夏が最も擾乱を受け易く春秋はそれに次ぎ、冬季には磁気嵐が起つても中緯度の通信状態はかえつて良好になる場合さえある。第75図は地磁気嵐の大きさに対して季節毎の擾乱の度合をN、U、Wの三段階に分けて示したものである(新野 1958)。

76 第Ⅶ章のとりまとめ

この章の目的は前章迄に取扱つた太陽爆発と地球嵐の諸問題を電波警報に応用することを試みると同時に、更にそれを補足充実することにある。その意味で先づ太陽活動度の各時期に現われる通信擾乱の諸特性に就いて考察した。

太陽活動度11年周期の各時期で地球嵐の様相はさまざまに変化するが、最も直截な両極端と

してM領域に帰因する27日回帰性嵐と、突然的に起る太陽爆発によつて生起する地球嵐とがある。M領域に帰因する擾乱はそれが27日回帰性を持っているために容易に発生を予報することが出来たが、太陽活動極大期の擾乱の予報は極めて困難で



第75図 地磁気嵐の大きさ(柿岡の水平分力)とそれに伴つて発生する通信擾乱の度合の季節変化(新野による)。

あつた。然し乍ら前章迄に得られた結論は太陽爆発に伴う通信嵐生起の予報技術を著しく向上せしめた。太陽電波のアウトバーストは光学的観測では得られなかつた太陽爆発のX線輻射或いは微粒子放射の情報を提供する。従つてアウトバーストを観測することによつてSWF或いは地磁気嵐の予報が可能となる。特にtype IVのアウトバーストは重要である。それは極めて高い確率で地磁気嵐に伴う通信擾乱に対応する。然も高速陽子が荷電粒子雲中で生成され、それは地磁気嵐をはるかに先行して極冠帯電離層に侵入して、そこを異常電離し、短波のブラックアウトを起す。然もこのようにして起る極冠帯ブラックアウト自体がその後続く荷電粒子雲の到来を、従つて地磁気嵐の発生を予告するものである。このようにしてtype IVのアウトバーストの検討、極冠帯ブラックアウトの発見等によつて、地磁気嵐に伴う通信擾乱の予報が容易に行えるようになったが、その思想的根拠を与えるものは、先章で得られた“地球嵐としての通信擾乱”の認識であることを特に強調したい。

次に最早避けられない通信嵐の被害を最小限に食い止めるためには、SWF及び地磁気嵐に伴う擾乱の諸性質を検討しておく必要がある。平磁電波観測所その他で観測したSWFの資料を用いて統計的検討を行うと、SWFの被害度 ΔF は

$$\Delta F \propto \frac{d \cos \alpha \chi}{f^n} \dots\dots\dots (7.4)$$

で表現されることが判明した。この結果はmagneto-ionic theory から当然期待される処であるが、実用回線の資料を用いて統計的に導かれた点に意義がある。

扱て地磁気嵐に関連して起る電離層の中、極域ブラックアウトの諸性質は先章で充分議論を尽した。然し極域ブラックアウトの発達過程が明らかになつた上は、それとの関連の下にF2層嵐を検討しておく必要がある。三つの典型的な嵐の解析を行つた結果F2層嵐は地磁気嵐或いは極光帯ブラックアウトと密接な関連のもとに発達するものであり、極冠帯ブラックアウトとは関係がないことが判明した。

扱てこのように電離層観測資料 f_{min} 、 f_oF_2 の解析によつて、極域ブラックアウト及びF2層嵐の汎世界的分布を検討し、それ等が極めて規則的な発達過程をたどることが判明した。これをいくつかの通信回線の擾乱と比較して見ると両者は極めてよく一致する。

従つて電離層嵐の発達過程を考慮すれば、既に発生した通信擾乱推移の見透しがつけられる訳である。

このようにして、警報業務は次の三段階に分析することが出来る。

(1) 擾乱発生の予報

(ii) 擾乱発生の警告

(iii) 警報の解除

(i) に於ては太陽活動の時期に従つて回帰性磁気嵐の発生、あるいは活潑な黒点の出現に伴うSID及びSC型の磁気嵐の生起を予報する。従つてこの段階では地球嵐としての通信嵐を予報することになる。(ii) に於ては、嵐の発生が最早避けられない時、それに対して警告を発する。従つてここでは電離層嵐としての通信擾乱の認識が有益である。(iii) は嵐の終焉を見透して警報を解除する段階である。

お わ り に

1948年8月電波研究所に警報業務が発足してから既に11年、太陽活動の一サイクルを警報は経験した訳である。その間に成された幾多の研究によつて警報の基礎理論は長足の進歩をとげた。太陽爆発に際しての電磁波の輻射、デリンジャー現象、宇宙線の異常増加、極域ブラックアウト、地磁気嵐、オーロラ、F層嵐、宇宙線嵐等はもはや別個の現象ではなく、一つの実体が多様性をもつて顕われたものであることが明らかにされた。IGYを契機としてはなばなく登場したsun earth relationshipなる学問分野は警報人の努力によつて誕生したと言つても過言ではあるまい。しかしながら警報的中率自体は必ずしも飛躍的な上昇を遂げたとは云い難い。確かに烈しい典型的な嵐については我々の予報技術は長足の進歩を遂げた。しかしその反面、予報し難い小さな嵐が数多く存在したことを等閑に附すことはできない。今後またゆまざる研究を続けることによつて、すべての嵐の発生が予知できる迄警報は発達しなければならぬ。

第Ⅷ章 本研究の成果の概要

本研究は平磯電波観測所における電波警報的中率向上のために行われたものである。云う迄もなく電波警報の対象は通信擾乱であり、電離層嵐である。電離層嵐は太陽爆発に際して放出される過剰X線或いは微粒子群によつて生起せしめられるものであるから、本研究の対象は先づ太陽爆発とそれによつて生起するさまざまな地球嵐である。従来SID、ブラックアウト、F2層嵐等の電離層嵐、或いは地磁気嵐、オーロラ、宇宙線異常等の諸擾乱は全く別個に研究されていた。処がこれ等地球嵐は $H\alpha$ -線によつて観測されるフレアー、電波のアウトバーストと同様、太陽爆発に際して放出される過剰エネルギーがさまざまな形で出現したものに過ぎない。即ち地球は太陽の広範な輻射エネルギーの検波器である。従つて地球嵐を詳細に検討することによつて太陽爆発の機構が解明され、その結果は逆に地球嵐の一員である通信擾乱の予知に利用出来る筈である。このような観点に立つて、太陽爆発と地球嵐の関係を総合的に検討した結果、実用的には太陽電波のアウトバーストの重要性の認識、極冠帯ブラックアウトの発見等によつて電波警報の新生面を拓くことが出来たと同時に、太陽微粒子の本性を解明し、地球嵐の統一的なモデルを構成することによつてastrophysicsの分野にも多大の貢献をなし得たものである。その成果及び結論は次の9項目に要約される。

- (1) 太陽爆発に際して輻射される電磁波(アウトバースト)のスペクトラム特性は、地球嵐を生起する微粒子或いは光子輻射に関する情報を含んでいる。先づマイクロ波領域の卓越するスペクトラムを持つたアウトバーストはSIDと関係が深い。これはフレアーによつて励起されたコロナ凝集が熱輻射としてSIDを起す数ÅのX線を、シンクロtron輻射としてマイクロ波のアウトバーストを放出するためである。一方メートル波領域の卓越するアウトバーストは地磁気嵐を生起する太陽の微粒子輻射と関係が深い。これはメートル波のアウトバーストが外部コロナに迄伝わつた爆発の影響によつて発生する為であるが、特にtype IVのアウトバーストは注目すべき顕著な性質を持つている。それは黒点磁場を凍結して放出される荷電粒子雲中の高速電子によるシンクロtron輻射であり、従つてtype IVのアウトバーストは地磁気嵐に関与する荷電粒子雲の存在を実証するものであると考えられる。事実IGY中に起つたtype IVのアウトバーストは92%地磁気嵐と対応し、この事実を利用して行われた平磯電波観測所の警報は特別世界日(SWI)決定に重要な貢献をなし得た。

(2) SIDはフレアーの加熱によつて励起されたコロナ凝集の輻射する数ÅのX線が日射半球のD層を異常電離する現象である。従つてこれは電離層を媒介として伝播するLF、HF、VHF帯の電磁波にさまざまな影響を及ぼすが、特にHF帯の電波に対しては著しい減衰を与える(SWF)。SWFの形は主として電離層の時間的変化に依存するが、太陽天頂角(χ)の低い回線では電子密度変化の時定数が影響する。SIDの世界的分布をfmin 資料によつて検討すると、それは大体 $\cos^{\frac{1}{2}} \chi$ に従っている。更に実用短波回線にあらわれたSWFのdropout intensity ΔF を統計的に検討すると、それは距離に比例し、周波数のn乗に逆比例することが判明した。これ等SIDに関する基礎的知識は短波回線の設計或いはその保守に役立つであろう。

(3) 電離層嵐は大別して三種類ある。それはSID、極域ブラックアウト及びF2層嵐である。SIDは輻射線によつて生起するが、後二者は太陽爆発の放出する微粒子群の作用によつて起り、極地方において著しい。特にブラックアウトは極域電離層に侵入した太陽微粒子群の電離作用によつて起こるものであるから、それは逆に微粒子群自体あるいはそれ等が影響を受ける大気圏外の構造などに関する重要な情報を含んでいるものと考えられる。

地磁気嵐に伴ういくつかの顕著な極域ブラックアウトの発生過程を検討した結果、磁気嵐の前後に二つの異質な型が存在することが見出された。それ等は“極冠帯ブラックアウト”及び“極光帯ブラックアウト”と呼ばれる。従来ブラックアウトは地磁気嵐の発生後に極光帯に於て起るものと考えられていた。従つて地磁気嵐を遙かに先行して起る“極冠帯ブラックアウト”の発見は警報的中率を飛躍的に向上せしめると同時に、電離層嵐の従つて太陽微粒子の本性に関する知識に変革を要求するものである。

(4) “極冠帯ブラックアウト”はtype IVのアウトバーストを伴う太陽爆発の発生後数十分乃至十数時間、平均9時間後に地磁気緯度 $60 \sim 65^\circ$ 以上の極冠帯で発生し、SC型地磁気嵐を平均約28時間先行する。これは爆発に際して放出される磁性荷電粒子雲で生成されたエネルギー $10 \sim 100 \text{ MeV}$ の陽子群が地上数十千の電離層を異常電離することによつて起こる。そのフラックスは $10^2 \text{ proton/cm}^2 \text{ sec}$ 程度で、荷電粒子雲のそれより遙かに小さいので、凡世界的な地磁気嵐を生起することなく単一粒子として侵入する。又その生起する異常電離領域はダイナモシートより遙かに低いので極磁気嵐をも生起しない。

統計的パターンから考えて、極冠帯異常電離の度合は太陽天頂角に支配される著しい日変化を持つ。この日変化は太陽微粒子の入射によつて生成された電子が、夜間は他の分子又は原子

に附着して負のイオンを形成しているために起こると考えられる。

又極冠帯ブラックアウトの生起時間を調べて見ると太陽の西側で起つたフレアーの場合の方が早くブラックアウトが起つている。これは惑星間空間の磁場がsolar windと同様に太陽の自転のためにたなびいていることを暗示するものである。

- (5) “極光帯ブラックアウト”は地磁気嵐の主相において展開する。その領域は主として午前側に右廻りのスパイラルを描いて、極光帯あるいはそれ以下迄南下する。ブラックアウトあるいは可視オーロラの南限界は地磁気嵐におけるDst 磁場の発達に伴って推移する。極光帯ブラックアウト、及びオーロラを起こす太陽微粒子は磁場に沿って入ってくるので、この事実は嵐の進行に伴って地球磁場が歪曲されて行くことを意味する。
- (6) 太陽から絶えず流出している微粒子流と地球磁場の圧力の平衡によつて一種の空洞が作られている。微粒子雲の到来によつてその空洞が圧縮され、地球磁場の歪曲が起こると考え、そのような条件の下に単一粒子の運動方程式を解き、粒子侵入の南限界を求め、その結果をブラックアウトの問題に適用する。極冠帯ブラックアウトの場合、空洞は地球半径の約10倍の処にあり、10~100 MeVの陽子が 65° ~ 60° 以上の極冠帯に侵入し得ることが説明される。極光帯ブラックアウト領域の南下は磁場の歪曲によつて、太陽微粒子に対するcut-off rigidity が減少することにより説明される。又同様の機構で地磁気嵐主相における宇宙線の汎世界的上昇も説明できる。
- (7) 太陽爆発によつて放出せられる荷電粒子雲はlow energy 型、high energy 型及びcombining型に分類出来る。low energy 型の荷電粒子雲は地磁気嵐及びそれに伴う極光帯ブラックアウトを生起する。これに対しhigh energy 型のものはtype IVのアウトバーストを放出する磁気雲であり、極冠帯ブラックアウト及びForbusch型の宇宙線嵐を起す。combining型はその両方の性質を兼備したものである。このような分類によつて地球嵐の統一的なモデルが構成されることは第8表に示した通りである。
- (8) 太陽微粒子のフラックスのエネルギースペクトラムを作ると、高エネルギー部分のフラックスがMaxwell 分布から推定される量より遙かに高い。このような高エネルギー部分は主として、type IVのアウトバーストを放出する磁気雲の生起する極冠帯ブラックアウト及び宇

宙線の異常上昇から求められたものである。磁気雲中の $K \approx V$ 以上の陽子に対しては Fermi 加速が有効であり、それによつて生成された高エネルギー陽子が スペクトラム の non-Maxwellian tail を形成する。

- (9) F2 層嵐は地磁気嵐が主相に入つた頃から、極光帯ブラックアウトと密接な関連のもとに発達する。そして地磁気嵐を先行する極冠帯ブラックアウトとは関係がない。

SID、ブラックアウト、F2 層嵐の汎世界的分布と実用通信の擾乱を比較すると両者は極めてよく一致する。従つて電離層観測資料から得られた電離層嵐の発達過程によつて、通信擾乱推移の見透しをつけることが可能であり、この事実は電波警報遂行に極めて有用である。

謝 辞

拙稿執筆するに当り、本論文の作成に懇切な御指導を戴いた京都大学前田雲一教授に対し深い謝意を表する。

又この研究は電波研究所平磯電波観測所に於ける電波警報的中率向上の爲に行われたものである。電波研究所次長上田弘之博士、平磯電波観測所長糟谷續氏に日頃の御指導とこの研究取組めの機会を与えられたことを深く感謝する次第である。

平磯電波観測所大林辰蔵博士、新野賢爾博士には常に有益な議論と懇切な御注意を下さつたことに対して深甚の謝意を捧げる。

平磯電波観測所警報係の諸氏には当研究と纏めに多大の御協力を戴いた。この機会に厚く御礼申し上げる。

参 考 文 献

第 II 章

- (2.1) Bartels J., 1932, Terr. Mag., 37, 1.
- (2.2) Shapley A.H. and Roberts W.O., 1946, Astrophys. J., 103, 257.
- (2.3) Shimazaki T., 1954, J. Radio Res. Lab., 1, 52.
- (2.4) Sinno K., 1956, Rep. Ionos. Res. Japan, 10, 250.
- (2.5) Babcock H.W. and Babcock H.D., 1955, Astrophys. J., 121, 349.
- (2.6) Carrington R.C., 1859, Month. Notice, 20, 13.
- (2.7) Dellinger J.H., 1935, Science, 82, 351.
- (2.8) Newton H.W., 1943, Month. Not. Roy. Astro. Soc., 103, 244.
- (2.9) Hakura Y., 1958, J. Radio Res. Lab., 5, 57.
- (2.10) Wild J.P. and McCreedy L.L., 1950, Aust. J. Sci. Res. A3, 387.
- (2.11) Wild J.P., Murray J.D. and Rowe W.C., 1954, Aust. J. Phys., 7, 439.
- (2.12) Hakura Y., 1958, J. Radio Res. Lab., 5, 283.
- (2.13) Sinno K. and Hakura Y., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 285, 296.
- (2.14) Sinno K., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 6.
- (2.15) Brown R.R. and D'Arcy R.G., 1959, private communication.
- (2.16) Friedman H., 1959, Proc. IRE, 47, 272.
- (2.17) Elwert G., 1956, Zs. f. Astrophys., 41, 67.

- (2.18) Takakura T., 1958, Symposium de Radioastronomie, Paris.
- (2.19) Kawabata K., 1959, private communications.
- (2.20) Dodson H.W. and Hedeman E.R., 1958, J. Geophys. Res., 63, 77
- (2.21) Boischot A., 1957, Compt. Rend., 244, 1326.
- (2.22) Sinno K., 1959, J. Radio Res. Lab., 6, 17.
- (2.23) Maxwell A., Swarup G. and Thompson A.R., 1958, Proc. IRE, 46, 142.
- (2.24) Wild J.P., Sheridan K.V. and Trent G.H., 1958, Symposium de Radioastronomie, Paris.
- (2.25) Schwinger J., 1949, Phys. Rev., 75, 1912.
- (2.26) Pecker J.C. and Roberts W.O., 1955, J. Geophys. Res., 60, 33.
- (2.27) Fokker A.D., 1958, Symposium de Radioastronomie, Paris.
- (2.28) Payne-Scott R. and Little A.G., 1952, Aust. J. Sci. Res., A5, 32.
- (2.29) Newton H.W. and Jackson, W., 1950, Septième rapport de la commission pour l'étude des relations entre les phénomènes solaires et terrestres.
- (2.30) Dodson H.W., 1958, Proc. IRE, 46, 149.
- (2.31) Sinno K., 1957, Rep. Ionos. Res. Japan, 11, 195.

第三章

- (3.1) Dellinger J.H., 1935, Science, 82, 351.
- (3.2) McNish, A.G., 1937, Terr. Mag., 42, 107.

- (3.3) Nagata T., 1950, Rep. Ionos. Res. Japan, 4, 155.
- (3.4) Bureau R., 1937, Nature, 139, 110.
- (3.5) Obayashi T., 1959, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 478.
- (3.6) Bailey D.K., Bateman R. and Kirby R.C., 1955, Proc. IRE, 43, 1181.
- (3.7) Blair J.C., 1959, NBS Rep. 6049.
- (3.8) Lincoln J.V., 1957, NBS report 5067 and 5540.
- (3.9) Taubenheim J., 1957, J. Atmos. Terr. Phys., 11, 14.
- (3.10) Kasuya I., Hakura Y. and Hojo H., 1958, J. Radio Res. Lab., 6, 1.
- (3.11) Obayashi T., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 336.
- (3.12) Chapman S., 1931, Proc. Phys. Soc. London, 43, 26.

第 IV 章

- (4.1) Birkeland K., 1901, Expedition Norveginne de 1899-1900
Christiania 1908, 1913, Norwegian Aurora
Polaris Expedition 1902-1903, Christiania.
- (4.2) Stormer C., 1906, Comptes Rendus, 142, 1580.
- (4.3) Chapman S., 1918, Proc. Roy. Soc. London A., 95, 61.
- (4.4) Chapman S., 1927, Proc. Roy. Soc. London A., 115, 242.
- (4.5) Chapman S., 1935, Terr. Mag., 40, 349.
- (4.6) Chapman S., 1938, Terr. Mag., 43, 77.
- (4.7) Chapman S. and Ferraro V. C. A., 1931-1933, Terr. Mag.,
36, 77, 171, 37, 147, 421; 38, 79.

- (4.8) Agy V., 1957, J. Atmos. Terr. Phys., a special supplement, Proc. Polar Atmosphere Symposium, part II, 129.
- (4.9) Hope E.R., 1956, Nature, 177, 571.
- (4.10) Meek J.H., 1952, J. Geophys. Res. 57, 177.
- (4.11) Meek J.H., 1957, J. Atmos. Terr. Phys., a special supplement, Proc. Polar Atmosphere Symposium, Part II, 120.
- (4.12) Piggott W.R., 1953, Nature, 171, 124.
- (4.13) Piggott W.R. and Thomas L., 1959, URSI-A.G.I. Committee.
- (4.14) Hakura Y., Takenoshita Y. and Otsuki T., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan 12, 459.
- (4.15) Obayashi T. and Jacobs J.A., 1957, J. Geophys. Res. 62, 589.
- (4.16) Reid G.C. and Collins C., 1959, J. Atmos. Terr. Phys., 14, 63.
- (4.17) Chapman S. and Little C.G., 1957, J. Atmos. Terr. Phys., 10, 20.
- (4.18) Hakura Y. and Goh T., 1959, J. Radio Res. Lab., 6, 635.
- (4.14) Sinno K., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 6.
- (4.20) Leinbach H. and Reid G.C., 1959, Read at Paris Meeting., Ionos. Res. Comm. May, 26-28.
- Leinbach H. and Reid G. C., 1959, Phys. Rev. Letters, 2, 61.
- (4.21) Reid G.C. and Leinbach H., 1959, Scientific Rep. of Geophys. Inst., Univ. Alaska, No. 1 NSF Grant No. Y/22.6/327.
- (4.22) Kamiya Y. and Wada M., 1959, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 8, 105.

- (4.23) Rothwell P. and McIlwain C., 1959, Nature, 184, 138.
- (4.24) Hultqvist B. and Ortner J., 1959, Nature, 183, 1179.
- (4.25) Freier P.S., Ney E.P. and Winckler J.R., 1959, J. Geophys. Res., 64, 685.
- (4.26) Anderson K.A., 1958, Phys. Rev. Lett., 1, 335.
- (4.27) Brown R.R. and D'Arcy R.G., 1959, private communication.
- (4.28) Ney E.P. and Winckler J.R., 1958, Geophys. and IGY, Geophys. Mono. 2, 81.
 Ney E.P., Winckler J.R. and Freier P.S., Protons from the Sun on May 12, 1959, in the press.
- (4.29) Obayashi T., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 301.
- (4.30) Seddon J.C. and Jackson J.E., 1958, 5th CSAGI Assembly, Moscow, USSR.
- (4.31) Bailey D.K., 1959, Proc. IRE, 47, 255.
- (4.32) Chapman S., 1929, Month. Notice, 89, 456.
- (4.33) Bireman L., 1957, Letters to Observatory, 77, 109.
- (4.34) Chapman S., 1950, J. Geophys. Rev., 55, 361.
- (4.35) Nikolski, A.P., 1957, Dok. Acad. Nauk, USSR, 112, 846, 115, 84.

第 V 章

- (5.1) Obayashi T. and Hakura Y., J. Atmos. Terr. Phys., in the press.
- (5.2) Obayashi T. and Hakura Y., 1959, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 14, No. 1. (1960)

- (5.3) Störmer C., 1955, "The Polar Aurora", Oxford Clarendon Press.
- (5.4) Nagata T., 1950, J. Geophys. Res., 55, 127.
- (5.5) Obayashi T., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 301, 12, 336.
- (5.6) Yoshida S. and Wada M., 1959, Nature, 183, 381.
- (5.7) Kondo I., Nagashima K., Yoshida S. and Wada M., Planet. Space Science, in the press.

第VI章

- (6.1) Obayashi T. and Hakura Y., Planet. Space Sci., in the Press. 7, 2 (1960)
- (6.2) Obayashi T. and Hakura Y., 1960, J. Radio Res. Lab. 7, 27.
- (6.3) Kamiya Y. and Wada M., 1959, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 8, 105.
- (6.4) Bailey D.K., 1957, J. Geophys. Res., 62, 431.
- (6.5) Bailey D.K., 1959, Proc. IRE, 47, 255.
- (6.6) Shapley A.H. and Knecht R.W., 1958, NBS report, No. 5596.
- (6.7) Van Allen J.A. and Winckler J.R., 1957, Phys. Rev., 106, 1072.
- (6.8) Anderson K.A., Arnoldy R., Hoffman R., Peterson L. and Winckler J.R., 1959, J. Geophys. Res., 64, 1133.
- (6.9) Chamberlain J.W., 1954, Astrophys. J., 120, 360.
- (6.10) Van Allen J.A., 1958, IGY Rocket Rep. Ser. No. 1, 159.

- (6.11) Meredith L.H., Davis L.R., Heppner J.P. and Berg O.E.,
1958, IGY Rocket Report Series, No. 1,
169.
- (6.12) Bireman L., 1957, Letters to Observatory, 77, 109.
- (6.13) Chapman S., 1957, Smithsonian Contribution to Astrophys.,
2, No. 1.
- (6.14) Spitzer L., 1956, "Physics of fully ionized gases",
Interscience Publ. New York.
- (6.15) Fermi E., 1954, Astrophys. J., 119, 1.
- (6.16) Parker E.N. and Tidman D.A., 1958, Phys. Rev., 111, 1206.
- (6.17) Parker E.N., 1957, Phys. Rev., 107, 830.
- (6.18) Ferraro V.C.A., 1952, J. Geophys. Res., 57, 15.
- (6.19) Chapman S. and Ferraro V.C.A., 1931-1933, Terr. Mag,
36, 77, 171, 37, 147, 421, 38, 79.
- (6.20) Morrison P., 1956, Phys. Rev., 101, 1397.
- (6.21) Meyer P., Parker E.N. and Simpson J.A., 1957, Phys.
Rev., 108, 1563.
- (6.22) Parker E.N., 1958, Physics of Fluids, 1, 171.
- (6.23) Hayakawa S., Ito K. and Terashima Y., "Origin of Cosmic
Ray", Kyoto University.

第 VII 章

- (7.1) Sinno K., 1956, Rep. Ionos. Res. Japan, 10, 143
- (7.2) Bartels J., 1932, Terr. Mag., 37, 1.
- (7.3) Babcock H.W. and Babcock H.D., 1955, Astrophys. J.,
121, 349.

- (7.4) Sinno K., 1956, Rep. Ionos. Res. Japan, 10, 250.
- (7.5) Sinno K. and Hakura Y., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 285, 12, 296.
- (7.6) Agy V.L. and Lincoln J.V., 1958, private communication.
- (7.7) Arima Y., 1951, Proc. 2nd Semi-annual Meeting, Radio Res. Lab., 64.
- (7.8) Miya K., 1952, Rep. Radio Res. Lab., No. 3.
- (7.9) Appleton E.V. and Ingram L.J., 1935, Nature, 136, 548.
- (7.10) Appleton E.V. and Piggott W.R., 1952, J. Atmos. Terr. Phys., 2, 236.
- (7.11) Martyn D.F., 1953, Proc. Roy. Soc. London, A, 218, 1.
- (7.12) Fukushima N. and Hayasi T., 1952, Rep. Ionos. Res. Japan, 6, 133.
- (7.13) Uyeda H. and Arima Y., 1952, Rep. Ionos. Res. Japan, 6, 1; 6, 169
- (7.14) Obayashi T., 1952, 1954, Rep. Ionos. Res. Japan, 6, 79 ; 8, 135.
- (7.15) Sinno K., 1953, 1954, 1955, Rep. Ionos. Res. Japan, 7, 7; 8, 127; 9, 166.
- (7.16) Matsushita S., 1959, J. Geophys. Res., 64, 305.
- (7.17) Maeda K. and Sato T., 1959, PIRE, 47, 232.
- (7.18) Nagata T., 1954, Rep. Ionos. Res. Japan, 8, 39.
- (7.19) Sato T., 1959, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 13, 91
- (7.20) Symposium on Ionospheric Storms, 1954, Rep. Ionos. Res. Japan, 8, 1.
- (7.21) Hakura Y., Takenoshita Y. and Otsuki T., 1958, Rep. Ionos. Res. Japan, 12, 459

- (7.22) Obayashi T., 1959, J. Radio Res. Lab., 6, 375.
- (7.23) Hakura Y., 1958, J. Radio Res. Lab., 5, 57.
- (7.24) Sinno K., 1957, Rep. Ionos. Res. Japan, 11, 195.
- (7.25) Hakura Y. and Miyamoto M., 1956, J. Radio Res. Lab., 3,
307.
- (7.26) Hakura Y., 1957, J. Radio Res. Lab., 4, 101.
- (7.27) Hakura Y. and Takenoshita Y., 1958, Rep. Ionos. Res.
Japan, 12, 10.
- (7.28) Obayashi T., 1954, J. Radio Res. Lab., 1, 55.

附 録

I G Y 中に起つた顕著な太陽爆発及び地球嵐一覧表

Year	Month	SSC Magnetic Storm			Pre-SC Polar Cap Blackout				Solar phenomena										Solar Flare Mc Math Plage Region	ΔT***
		Date	Start Time	ΔH Kakioka	Date	f min (Hakura & Goh) Start Time (Obs.)	Cosmic Noise* (Leinbach & Reid) Start Time (Obs.)	Presence	Date	Type IV Solar Radio Outburst										
										200 MC			545 MC			2980 MC				
										Start Time	Dura- tion	End** Int	Start Time	Dura- tion	End** Int	Start Time	Dura- tion	End** Int		
1957	July	02	0857	106				×												
		05	0042	155	03	0845 (TH)	09~11 (CO)	○	03	0837 0849	4 25	1000 1007	0832	60	1200	0832	33	200	4039	40
		16	0714	64				×												
		19	1344	94				×	16	1753	32	350	1751	18	300	1741	30	140	4061	68
		22	0419	85				×												
		27	1959	52	24		2015 (CO)	○	24	1813	40	1007	1801	90	300	1801.5	>8.5	~250	4070	74
	Aug.	03	1557	101				×												
		06	0508	62				×												
		29	1920	143	29	0500 (LG) 1315 (TH)	13 (CO)	○	28	0930	75	70	0920	55	80	0910 0943	33 40	35 340	4125	34
		31	1812	114				×												
	Sep.	02	0314	200		B (TH)		○	31	1303 1320	13 60	~400	1259	90	~1600	1302	70	>500	4124	38
		04	1300	289	02	B (TH)	21 (CO)	○	02	1310	60	250	1255	60	35	1257	45	60	4124	48
		13	0046	486	12	2315 (TH)		○	11 12	0300 1515	75 ~120	— —	0255 1515	53 ~220	— —	0244 1514.5	75 11	700 —	4134 4134	46 10
		21	1005	194				×												
		22	1345	240	21	2115 (TH)	1930 (CO)	○												
		29	0016	311	26		2315 (CO)	○												
	Oct.	14	0440	86				×												
		21	2241	90	21	1130 (TH)	07 (CO)	○	20	1646	~90	>>120	1646	~45	300	1646	51	—	4189	30
	Nov.	06	1821	197				×												
		26	0155	70				×	24 24	0903 1805	50 60	2507 —	0900 1810	75 35	~100 —	0859 —	40 —	280 —	4263	41 32
	Dec.	01	0336	87				×												

Year	Month	SSC Magnetic Storm			Pre-SC Polar Cap Blackout				Solar phenomena											ΔT
		Date	Start Time	ΔH Kakioka	Date	f_{min}	Cosmic Noise	Presence	Date	Type IV Solar Radio Outburst									Solar Flare	
						(Hakura & Goh)	(Lainbach & Reid)			200 MC			545 MC			2980 MC			Mc Math Plage Region	
						Start Time (Obs.)	Start Time (Obs.)			Start Time	Duration	Snd. Int	Start Time	Duration	Snd. Int	Start Time	Duration	Snd. Int		
1958	Jan.	25	1050	49				X												
	Feb.	04	1304	78				X												
		11	0125	61.7	10	2400 (TH)		O	09	2109	95	800?	2111	85	150?	2105	—	—	4400	28
		16	1642	142				X												
	Mar.	03	0931	83				X												
		05	0537	94				X												
		14	1212	66				X												
		17	0750	50				X												
		25	1540	54	25	03 (TS) 0930 (TH)	2230 (FY)	O	23	1003	8	400	1003	100	120	0953	~110	>500	4476	51
	Apr.	02	0459	71				X												
		26	1248	40				X												
	May	31	1652	188				X												
	June	02	0408	39				X												
		07	0046	144	06	1345 (FO)		O	04 05 06	2139.5 1704 0434	24 24 36	— 70 120	2140.5 1703 0433.5	30 30 40	250 70 100	— 1656 0433	— 35 28	— 140 170	4578 4598 4578	51 32 20
		14	1828	50				X												
		15	0508	79				X												
		28	1742	182				X												
	July	08	0748	472	07	0515 (TH)	0130 (TH)	O	07	0027 0030	3 110	>150 150	0027	120	140	0027	10	900	4634	31
		21	1636	108				X												
		31	1532	50	29		0405 (TH)	O	29	0304	57	80	0303	9	280	0304	21	~900	4659	60
	Aug.	17	0622	198	16	1100 (GH)	0600 (TH)	O	16	0438	57	>>150	0437.5	85	—	0437	90	—	4686	26
		22	0227	74				X												

Year	Month	SSC Magnetic Storm			Pre-SC Polar Cap Blackout				Solar phenomena											ΔT	
		Date	Start Time	ΔH Kakioka	Date	f min (Hakura & Goh)	Cosmic Noise (Leinbach & Reid)	Presence	Date	Type IV Solar Radio Outburst									Solar Flare		
										200 MC			545 MC			2980 MC			Solar Flare		
										Start Time	Duration	Snd. Int.	Start Time	Duration	Snd. Int.	Start Time	Duration	Snd. Int.	M c		Math Plage Region
1958	Aug.	24	0140	120	22	1530 (TH)	17 (CO)	○	22	1440	135	300	1437	86	30	1415 1437	22 110	400	4708	35	
		27	0303	135	26	0215 (TH)	0100 (TH)	○	26	0019	130	26000	0012	135	400	-	-	-	4708	27	
	Sep.	03	0842	315				×													
		16	0930	86				×	14	0855	20	100	0848	60	45	0848	40	100	4741	49	
		25	0408	225	22	1730 (PO)	1430 (PO)	○													
	Oct.	30	1005	59				×													
		22	0314	270				×													
		24	0730	270				×	21	2328	54	400	2326	70	-	2323	55	>500	4826	56	
		27	1523	92				×													
		28	0651	92				×													
	Nov.	11	0129	66				×													
		28	0108	55				×													
	Dec.	04	0035	187				×													
		13	0002	132				×	12	1259 1300	10 50	500 80	1258	234	150	1258	18	250	4913	23	
		15	2222	80				×													
		17	1547	161				×													
# 1957	Dec.	×						×	14	1238	17	>100	1237	19	-	1227	55	>400	4314		
×								×	17	0735	31	>280	0735	29	>300	0800	>160	-	4314		
# 1958	Apr.	×			10	1315 (TH)	1315 (CO)	○													

* Type III absorptions (polar cap absorption) of cosmic noise were quoted from H. Leinbach and G.C. Reid (Report for the Paris meeting of the AGARD committee of NATO, May (1959) and also private communication).

** Snd. Int. stands for smoothed intensity in units of $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ MHz}^{-1}$.

*** ΔT shows the time interval (in unit of hour) between type IV outburst and onset of geomagnetic storm.

In these cases there were neither geomagnetic storms nor polar cap blackouts, in spite of the existence of Type IV outbursts.

In this case, a polar cap blackout occurred independently of both geomagnetic storm and Type IV outburst.

Note: All times are Universal Time.